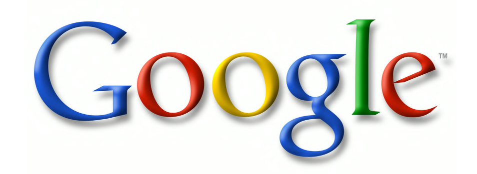
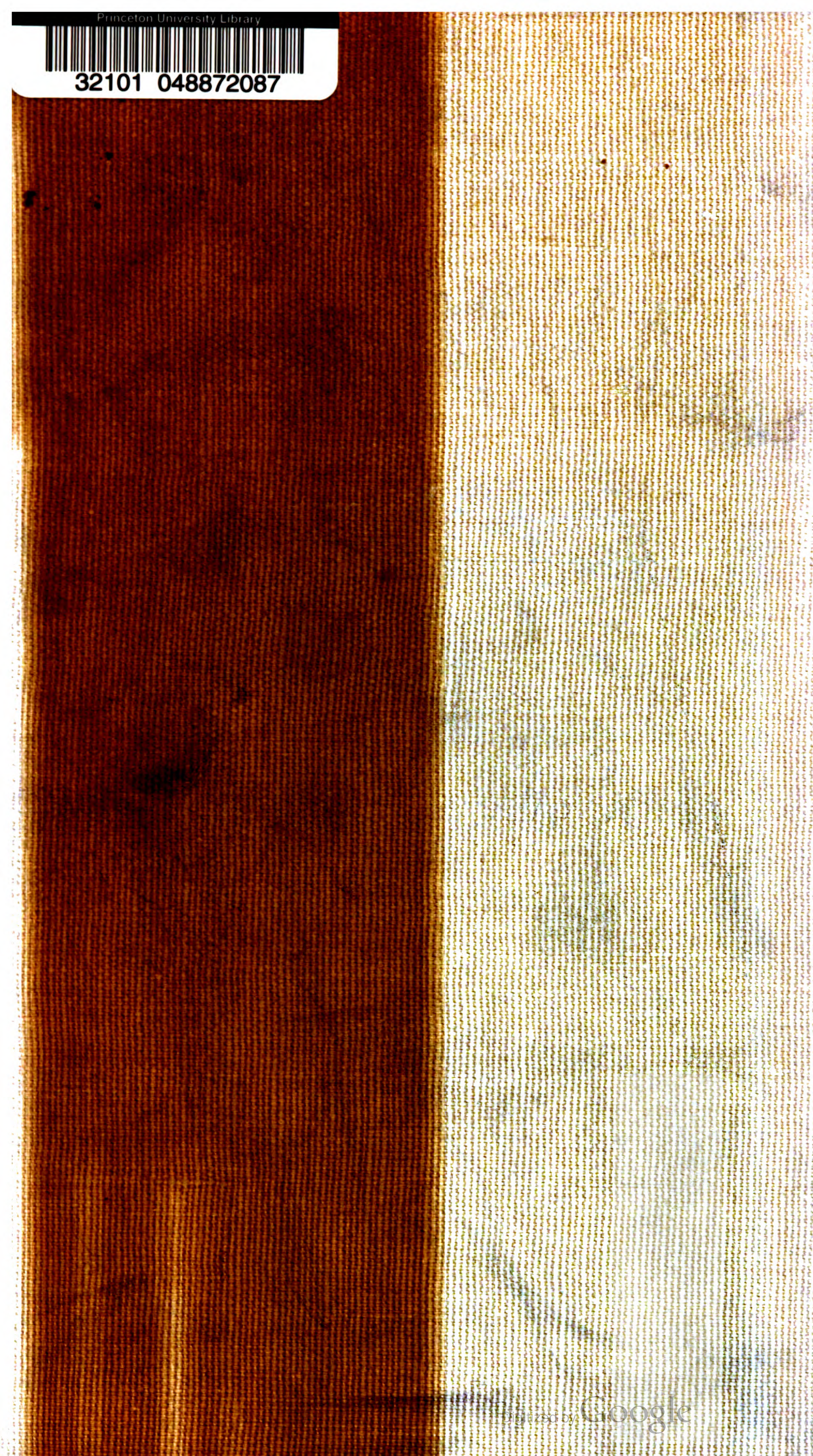
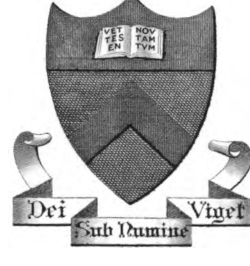





Princeton University Library
32101 048872087
Digitized by Google






VET TES EN
NOV TAM TVM
Dei
Sub Numine
Viget



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Unter Mitarbeit
von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Ober-Regierungsrat Dipl.-Ing. **H. Eales** (Berlin-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **Sommerfeld** (München.

und unter besonderer Mitwirkung
von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben
von

Dr. Eugen Nesper

Zweiundzwanzigster Band

Mit 159 Figuren und 1 Tafel im Text



BERLIN W.
VERLAG VON M. KRAYN
1923

Druck von Rosenthal & Co., Berlin NW 21, Alt Moabit 105.

Inhaltsverzeichnis.

Autorenverzeichnis

A. Originalartikel.

B. Referate.

Sachregister.

(Nach Stichworten der Ueberschriften geordnet.)

Patentschau von H. Eales.

Zeitschriftenschau.

Bücherbesprechungen von E. Nesper.

Kurze Mitteilungen.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 22. Juli 1923. Heft 1.

Inhalt.

Seite

Manuskripte für das *Jahrbuch*, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper*, *Berlin-Friedenau*, *Trägerstr. 21*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn Berlin W. 10*, *Genthinerstraße 39*, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Das gleichzeitige Auftreten atmosphärischer Störungen.

Von **Max Bäumler.**

(Dritte Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

In den beiden ersten Abhandlungen über das gleichzeitige Auftreten atmosphärischer Störungen[1]) habe ich nachgewiesen, daß auf Entfernungen von 200—300 km (Berlin—Strelitz—Hamburg) gleichzeitige Störungen vorhanden sind und daran die Folgerung geknüpft, daß sie aus Entfernungen kommen, die groß sind gegen den Abstand der beiden Beobachtungsstellen voneinander. Die Untersuchung ist in der Weise ausgeführt worden, daß die Lyoner und Eiffelturm-Zeitzeichen und die während der Dauer der Zeitzeichen auftretenden atmosphärischen Störungen bei zwei Beobachtungsstellen mit gleichen Apparaturen aufgenommen und mit dem Heberschreiber aufgezeichnet wurden. Die Zeitzeichen dienen dabei als Zeitmarken, so daß es keine Schwierigkeiten macht, gleichzeitig aufgetretene Störungen zu erkennen.

Die Untersuchung der Störungen auf größere Entfernungen hat nun zu bemerkenswerten Ergebnissen geführt, die ich nachstehend mitteilen möchte.

Die Aufzeichnung der Störungen hat stattgefunden

a) bei der Versuchsfunkstelle des TRA. in Strelitz,
b) bei der luftelektrischen und drahtlosen Versuchsstation des Herrn Prof. Dr. Dieckmann in Gräfelfing bei München durch Herrn Dr. Gleißner,
c) bei der Empfangsstation Riverhead (Long Island) der Radio Corporation of America durch Vermittlung von Herrn Direktor Alfred N. Goldsmith.

Entfernung Strelitz—München 580 km,
„ „ —Riverhead 6400 km,
„ Lyon—Gräfelfing 550 km,
„ „ —Strelitz 1000 km,
„ „ —Riverhead 5800 km,
„ Eiffelturm—Strelitz 870 km,
„ „ —Gräfelfing 640 km.

Ich möchte nicht verfehlen, auch an dieser Stelle den genannten

---

1) M. Bäumler: Über das gleichzeitige Auftreten atmosphärischer Störungen, Jahrb. der drahtlosen Telegraphie u. Telephonie, Bd. 19, S. 102 und Bd. 20, S. 456.

Herren meinen verbindlichsten Dank auszusprechen für die Unterstützung und Mitarbeit, durch die sie die Versuche gefördert haben.

Zwischen Strelitz und Gräfelfing sind wie bei den frühereu Beobachtungen die Störungen auf den Wellen 15000 m (Lyon) und 2800 m (Eiffelturm) aufgezeichnet worden. Auf der Welle 15000 m wurden in der Zeit von Mitte Juli bis Mitte Dezember 1922 65 vergleichbare Streifenpaare mit dem Heberschreiber geschrieben; dabei sind

in Strelitz	6428	Störungen,
„ Gräfelfing	6391	„
gleichzeitig	6308	„

aufgezeichnet worden. Auf 100 Störungen in Strelitz entfallen 99,5 in Gräfelfing, davon gleichzeitig auf beiden Stationen 98,1. Die Ein-

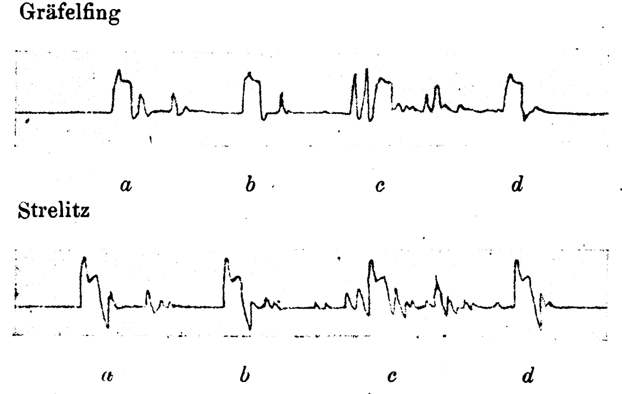


Fig. 1.. Störungen in Strelitz und Gräfelfing am 19. 10. 23. 9 m.

stellung der Empfangsapparaturen konnte so gewählt werden, daß in Strelitz und Gräfelfing Zeitmarken und Störungen mit gleicher Empfindlichkeit geschrieben wurden. Die Streifen stimmen daher häufig so gut überein, daß man beim Vergleichen nicht den Eindruck gewinnt, sie rührten von zwei 580 km entfernten Stationen her; und zwar gilt das gleichmäßig für die Sommer- und Wintermonate. Zu erwähnen ist noch, daß die Störungszahlen im Sommer am größten sind und auf den Winter hin allmählich abnehmen.

In Fig. 1 sind Streifenausschnitte von zwei gleichzeitigen Aufnahmen des Lyoner Zeitsignals vom 19. Oktober 1922, 9 Uhr morgens dargestellt, und zwar des Koinzidenzsignals, das aus 300 Punkten in Abständen von je 1 Sek. besteht. Die Punkte befinden sich bei a, b,

c und d, die dazwischenliegenden Ausschläge rühren von Störungen her; ihre Übereinstimmung ist einwandfrei zu erkennen.

Die Aufnahmen der Eiffelturmzeitzeichen haben 122 vergleichbare Streifenpaare ergeben. Dabei sind aufgezeichnet worden

in Strelitz	4178	Störungen,
„ Gräfelfing	896	„
gleichzeitig	422	„

d. h. auf 100 Störungen in Strelitz entfallen 21 in Gräfelfing, davon gleichzeitig 10.

Während bei den früheren Aufnahmen zwischen Berlin, Strelitz und Hamburg das Verhältnis der gleichzeitigen Störungen zu den überhaupt aufgezeichneten auf den beiden Wellen wenig verschieden war, ergeben die neuen Beobachtungen erhebliche Unterschiede, weil in Gräfelfing viel weniger Störungen als in Strelitz aufgezeichnet worden sind (nur 21 %). In Gräfelfing wurde eine Schirmantenne aus vier nach den Himmelsrichtungen orientierten Drähten mit Reihenschaltung von Abstimmkondensator und Spule verwendet, in Strelitz eine T-Antenne mit Parallelschaltung der Abstimmittel. Ob die geringere Zahl der in Gräfelfing geschriebenen Störungen auf die unterschiedlichen Antennenformen und Schaltungen der Primärkreise zurückzuführen ist oder andere Ursachen hat, muß einer späteren Untersuchung vorbehalten bleiben.

In Amerika (Riverhead) sind die Lyoner Zeitzeichen mit dem Inkrecorder der Radio Corporation aufgenommen worden, der von Weinberger in dieser Zeitschrift näher beschrieben worden ist[1]). Die Aufnahmen erstrecken sich auf die Zeit vom 5. Januar bis 10. Februar 1923 und haben 13 vergleichbare Streifenpaare ergeben. Die Zeitdifferenz von 6 Stunden zwischen der mitteleuropäischen und der ostamerikanischen Zeit bringt es mit sich, daß die Registrierungen in Amerika um 3 und 4 Uhr nachts ausgeführt werden mußten, also zu einer Zeit völliger Dunkelheit. Aus den Streifen konnten folgende Störungszahlen ermittelt werden:

in Riverhead	2228	Störungen,
„ Strelitz	991	„
davon gleichzeitig	959	„

Auf 100 Störungen in Strelitz entfallen also 239 in Riverhead, davon gleichzeitig 97. Die in Strelitz aufgezeichneten Störungen sind also

1) Julius Weinberger, The Recording of High Speed Signals in Radio Telegraphy, Jahrb. der drahtlosen Telegraphie u. Telephonie, Bd. 20, S. 30.

mit wenigen Ausnahmen gleichzeitig in Riverhead in einer Entfernung von 6400 km aufgetreten.

Fig. 2 zeigt einen Buchstaben *d* (—••) aus dem Zeitzeichen von Lyon vom 2. Februar 1923 10 m. Zur besseren Vergleichung sind die Streifen photographisch auf den gleichen Maßstab gebracht worden. Der Charakter der Schriftzeichen weicht sehr voneinander ab, was durch

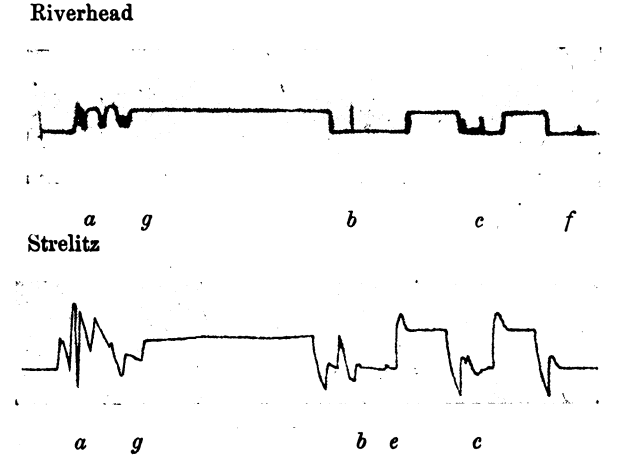


Fig. 2. Störungen in Strelitz und Riverhead am 2. 2. 23. 10 m.

die Bauart der Schreibapparate und die unterschiedliche Empfangsstromstärke begründet ist. Bei dem Bau des Inkrecorders ist auf die Erreichung einer eckigen Schriftkurve und eine möglichst große Unterdrückung der atmosphärischen Störungen Wert gelegt worden; er ist mit einer mechanischen Dämpfung versehen, die die Zeichen nach oben begrenzt und ferner ein Ausschwingen des Schreibröhrchens bei jedem Stromstoß verhindert. Solche Einrichtungen besitzt der Heberschreiber nicht. Der Rahmen des Heberschreibers und das mit ihm verbundene Röhrchen schwingen periodisch aus, was sich beim Anfang eines Stromstoßes in einer über den Dauerwert emporsteigenden Spitze und am Ende in einer Wellenkurve zeigt.

Die elektrischen Feldstärken für Lyon stehen bei den beiden Beobachtungsstellen etwa in dem Verhältnis 1 : 6. In Riverhead mußte daher bei einer Entfernung von rund 5800 km mit großer Verstärkung und fester Kopplung aufgenommen werden, während in Strelitz mit geringer Verstärkung und loser Kopplung gearbeitet werden mußte, so daß hier ein großer Teil der Störungen ausgesiebt wurde, und

ferner die Störungen in der Stärke des Ausschlages hinter den Zeitzeichen zurücktreten. Die Unterschiede in der Entfernung der Beobachtungsstellen von der Zeitmarkenstation Lyon, die davon abhängende verschiedene Empfangsstromstärke und Einstellung der Apparatur geben, abgesehen davon, daß in Amerika die Zahl der Störungen überhaupt größer war, eine Erklärung dafür, daß in Riverhead mehr Störungen als in Strelitz geschrieben worden sind.

Trotz der soeben erörterten Unterschiede im Charakter der Schrift und der Empfangsstromstärke sind gleichzeitige Störungen gut erkennbar. In Fig. 2 sind *a*, *b* und *c* gleichzeitige Störungen, Störung *e* ist nur

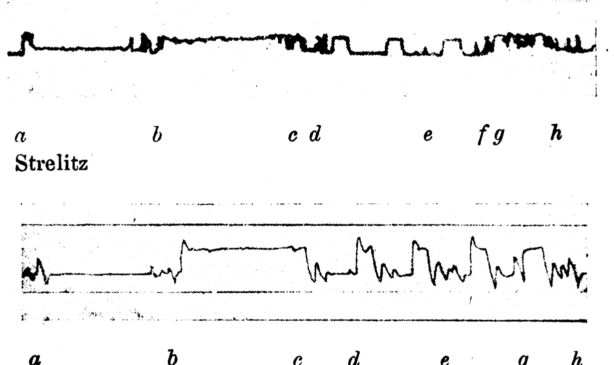


Fig. 3. Störungen in Strelitz und Riverhead am 27. 1. 23. 10 m.

in Strelitz vorhanden, Störung *f* in Riverhead ist in Strelitz auf dem Originalstreifen gerade noch nachweisbar, in der Photographie nicht mehr zu erkennen. Ich möchte besonders auf die starke und aus mehreren Stößen bestehende Störung *a* hinweisen. die sowohl in Strelitz als auch in Riverhead in der gleichen Art aufgezeichnet worden ist. Der Anstieg des Striches des *d* beginnt bei *g*, er wird durch einen Störungszacken in Strelitz verdeckt, der auch in Riverhead nachweisbar ist.

Fig. 3 ist die Wiedergabe eines Streifenausschnittes des Zeitsignals von Lyon vom 27. Januar 1923, 10 m. mit der Zahl 6 (— · · · · , letzte Minute des Zeitzeichens). Gleichzeitige Störungen befinden sich bei *a*, *b*, *c*, *d*, *e*, *g* und *h*. Bei *c* liegt die Störung im Zeitzeichen selbst; unmittelbar darauf folgt in Riverhead eine kräftige Störung, die in Strelitz nicht verzeichnet ist. Störung *d* ist in River-

head groß, in Strelitz klein geschrieben; dagegen ist die Störung bei *e* in Strelitz größer als in Riverhead aufgezeichnet worden. Die Störung bei *f* in Riverhead ist in Strelitz nicht vermerkt. Der letzte Punkt der Zahl 6 wird in Strelitz durch Störungen deformiert, die Spitze des Punktes wird durch eine Störung verdeckt, die in Riverhead durch einen höheren Ausschlag des Punktes erkennbar ist; ferner wird der Punkt selbst durch eine, gerade beim Verschwinden der Energie einsetzende Störung verbreitert. In Riverhead sieht man diese Störungen infolge der größeren Dämpfung des Schreibapparates deutlich ausgeprägt.

Die Streifen von Strelitz weisen in den Zeichenpausen häufig einzelne oder auch mehrere aufeinander folgende Abweichungen von der Nullinie auf, die als eine gewisse Unruhe erkennbar sind, die man jedoch nicht als Störungen bezeichnen kann in dem Sinne, als es sonst bei der Auswertung geschehen ist. Nimmt man die Streifen von Amerika zu Hilfe, so findet man an diesen Stellen ausgesprochene Störungen. Ein solcher Fall liegt bei *f* der Fig. 2 vor. In der Regel sind die Störungen in Strelitz klein, in Riverhead dagegen aus den oben erörterten Gründen groß geschrieben worden; nur in wenigen Fällen ist das Umgekehrte der Fall, also die Störungen in Strelitz groß, in Riverhead klein. Es darf angenommen werden, daß bei besserer Übereinstimmung der Stärke der Zeitmarken auf den Beobachtungsstellen eine noch bessere Übereinstimmung der Störungen festzustellen gewesen wäre.

Wir haben versucht, den Ausschlag des Schreibröhrchens zu begrenzen, um alsdann die Störungen mit größerer Empfindlichkeit schreiben zu können. Die Zahl der Störungen ist dabei ganz von der gewählten Einstellung abhängig. In dieser Art liegen jedoch nur 5 Beobachtungen vor, die eine erhebliche Zunahme der Störungen in Strelitz zeigen. Die Zahl der gleichzeitigen Störungen ist damit auch gewachsen, jedoch nicht in demselben Maße. Das Material dieser Beobachtungen ist gering, so daß diese kurze Andeutung vorerst genügen möge.

Die Versuche lehren, daß die atmosphärischen Störungen Entfernungen überbrücken und Gebiete bedecken, die erheblich größer sind, als bisher angenommen worden ist; sie ergeben für Deutschland und die umliegenden Gebiete, daß die beobachtete Art der Störungen, die sogenannten Knacker, überall vorhanden ist, und daß es m. E. müßig ist, Orte mit wenig Knackerstörungen ausfindig zu machen, wobei ich die örtlichen Störungen durch Gewitter, Starkstromanlagen und elektrische Bahnen von vornherein ausscheide. Für die Entfernung

Strelitz—Riverhead ergibt sich, daß sowohl in Amerika als auch in Europa Störungen vorhanden sind, die auf die beiden Kontinente und die nächste Umgebung beschränkt bleiben, daß jedoch eine große Anzahl von Störungen gleichzeitig auf den beiden Kontinenten auftritt. Abgesehen von den wenigen Fällen, in denen die Störungen in Strelitz besonders kräftig und in Amerika schwach geschrieben waren, ihr Ursprung also näher an der Strelitzer Antenne gelegen hat, läßt sich über die Herkunft der Störungen nichts sagen. Was die gleichzeitigen Störungen angeht, so müssen sie einer Kraftquelle entspringen, die mindestens gleich, wahrscheinlich jedoch erheblich größer als die Strahlungsleistung der Lyoner Antenne ist.

In den Proceedings of the Institute of Radio Engineers, Bd. 10, 1922, S. 215[1]) befindet sich ein Vortrag von Marconi über drahtlose Telegraphie, den er im American Institute of Electrical Engineers gehalten und in dem er auch über atmosphärische Störungen gesprochen hat. Nach seinen Beobachtungen auf der Seereise von Europa nach Amerika — über die Methode ist nichts gesagt — seien die Störungen auf dem ersten halben Wege aus der Richtung Europa—Afrika, in der zweiten Hälfte des Weges aus Amerika gekommen. Diese Ansicht widerspricht den vorstehend erörterten Versuchsergebnissen nicht, insofern, als in Strelitz bzw. Riverhead Störungen aufgezeichnet worden sind, die die Gegenstation auf der anderen Seite des Ozeans nicht vermerkt hat. Die von Marconi weiter geäußerte Ansicht, daß Störungen bei den großen Entfernungen und dem gemäßigten Klima der Kontinente nicht von einem Kontinent bis zum anderen reichen, steht nicht im Einklang mit der Feststellung gleichzeitiger Störungen in Strelitz und Riverhead.

Zusammenfassung:

Im Anschluß an frühere Versuche über gleichzeitige atmosphärische Störungen auf Entfernungen bis 300 km (Berlin—Strelitz—Hamburg) wird nachgewiesen, daß auch auf große Entfernungen gleichzeitige Störungen vorhanden sind. Zwischen Strelitz und Gräfelfing bei München — Entfernung 580 km — sind auf Welle 15000 m 98 % aller Knackstörungen gleichzeitig aufgetreten, Versuche zwischen Strelitz und Riverhead auf Long Island, der Empfangsstation der Radio Corporation of America — Entfernung 6400 km — bei denen die Störungen zusammen mit dem Zeitzeichen von Lyon auf Welle 15000 m geschrieben worden sind, ergeben, daß ein großer Teil der Knackstörungen auf beiden Kontinenten gleichzeitig auftritt.

1) Übersetzung im Jahrb. der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, Bd. 21, S. 58.

Antennen mit Vielfach-Erdung.

Von **P. Bouvier.**[1]

Übersetzt von Arthur Hamm.

1. Allgemeines über die Verluste in den Antennen und den Erdungen.

Wirkungsgrad einer Antenne. Der Wirkungsgrad einer Antenne ist das Verhältnis der von ihr ausgestrahlten Leistung P_r zu der vollständigen, ihr zugeführten Leistung P.

Die ausgestrahlte Leistung ist proportional dem Quadrat des am Fuße der Antenne gemessenen Stromes. Der Proportionalitätsfaktor heißt nach Definition Strahlungswiderstand W_r.

$$P = W_r \cdot J_{\text{eff.}}^2$$

Die zugeführte Leistung ist ebenfalls dem Quadrat des Stromes proportional, W, der Proportionalitätsfaktor ist gleich der Summe des Strahlungswiderstandes und der verschiedenen Verlustwiderstände.

$$P = W J_{\text{eff.}}^2$$

Daher ist der Wirkungsgrad

$$= \frac{P_r}{P} = \frac{W_r}{W}$$

Veranschlagung des Strahlungswiderstandes der großen Antennen. Der Strahlungswiderstand ergibt sich mit hinreichender Genauigkeit aus der Rüdenbergschen Formel

$$W_r = 1600 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2$$

wo λ die Wellenlänge und h die effektive Höhe der Antenne ist. Für Verbindungen auf weite Entfernungen verwendet man oft Netzantennen, die von Masten bis 250 m Höhe getragen werden.

Die effektive Höhe einer Antenne auf Masten von 250 m Höhe ist im allgemeinen etwa 150 m. Die verwendeten Wellenlängen andrerseits bewegen sich gegenwärtig zwischen 15000 und 25000 m.

Daraus berechnen sich die Strahlungswiderstände in diesem Bereich zu

1) Radio-Eléctricité 1922, 11/12.

λ	W_r
15000 m	0,16
20000 m	0,09
25000 m	0,06

Veranschlagung von W. Der gesamte Antennenwiderstand, ohne Anwendung der später beschriebenen neueren Anordnungen (Erdungsnetze, mehrfache Erdungen) beträgt meistens mehrere Ohm. Selbst bei den größten Antennen, die im transatlantischen Verkehr in Gebrauch sind, geht er nicht unter 1 Ω hinunter.

Wir führen als Beispiel die gesamten und die Strahlungswiderstände an, die bei großen Antennen gemessen wurden:

Wellenlänge	h	W_r	W	η
15000 m	150 m	0,16	1,6	10 %
25000 m	150 m	0,06	1,1	5,5 %

Der Wirkungsgrad ist also außerordentlich schlecht. Um ihn zu verbessern, da man nicht daran denken kann, die Masthöhe und damit die ausgestrahlte Leistung wesentlich zu verbessern, muß man suchen, die Verlustwiderstände zu verringern.

Art der Verluste in einer Antenne. Die gesamte, einer Antenne zugeführte Leistung zerfällt in

a) ausgestrahlte Leistung: Dies ist die einzige Nutzleistung,

b) die in der Antenne, ihren Trägern und den Abstimmspulen verlorene Leistung: Die Stromwärmeverluste in den Antennendrähten sind leicht zu berechnen. Sie lassen sich immer verringern, indem man die Unterteilung und die Drahtzahl vergrößert.

Die Antennenisolatoren sind der Sitz von Jouleschen Verlusten und vor allem von solchen durch dielektrische Hysterese. Man verringert beide durch sorgfältige Wahl der Isolatoren (Anwendung von Spannungverteilern) und Verzicht auf höhere Spannungen als 120 bis 150 kV in der Antenne. Dieser Bedingung muß streng genügt werden, wenn man große Sprühverluste vermeiden will.

Wohl verstanden, für eine gegebene Leistung und eine bestimmte Antennenhöhe kann man die Spannung nur verringern durch eine Vergrößerung der Kapazität, d. h. der Antennenoberfläche und damit der Mastenzahl und der Anlagekosten.

Die Verluste in den Masten und ihrer Verspannung können nur durch Isolierung der Mastfüße und Unterteilung der Wanten verringert werden; aber die Herstellung von Isolatoren großer mechanischer Festigkeit bei nur geringen dielektrischen Verlusten macht Schwierig-

keiten. In den meisten Stationen hat man daher die Masten mit ihren Wanten frei auf den Boden gestellt.

Endlich die Verluste in den Antennen-Induktivitäten. Sie rühren meistens her von Wirbelströmen in den Leitern und der Anwesenheit unvollkommener Dielektriken im elektrischen Felde. Sie werden verringert durch hinreichend unterteilte Leiter oder Bänder sehr kleinen Querschnitts, die zweckmäßig gerichtet sind und durch isolierende Traggestelle vom Boden entfernt gehalten werden.

c) Leistungsverluste in der Erde. Diese Verluste rühren her von dielektrischer Hysterese, Stromwärme und Wirbelströmen.

Von ihnen soll hier im besonderen gesprochen werden. Sie bilden einen beträchtlichen Bruchteil der Gesamtverluste, und die Mittel, sie zu verringern, sind nicht so leicht zu finden, wie diejenigen, die man verwendet, um die verschiedenen, vorstehend angeführten Effektverluste niedrig zu halten.

Man kann sich das System Antenne—Erde als einen Kondensator vorstellen, dessen eine Belegung *A* (Fig. 1) durch das Antennennetz

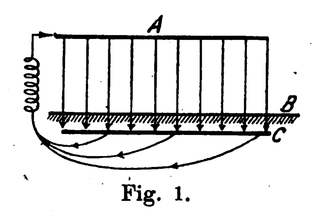


Fig. 1.

gebildet wird, während die leitenden Schichten des Bodens oder etwaige, darin eingebettete Leiter die zweite Belegung *C* darstellen.

Das Dielektrikum zwischen *A* und *C* besteht aus zwei Schichten, von *A* bis *B* atmosphärische Luft, ein vollkommenes Dielektrikum, ohne Verluste, von *B* bis *C* Erdboden und Vegetation, ein unvollkommenes Dielektrikum, in dem ein Verlust durch Jouleschen Effekt und dielektrische Hysterese stattfindet.

Von den verschiedenen Punkten der Belegung *C* gehen Ströme in den Boden oder die darin liegenden Leiter aus, die am Fuße der Antenne zusammenlaufen. Diese Ströme verursachen Verluste, durch Jouleschen Effekt, dielektrische Hysterese und Wirbelströme im Boden. Dies ist die zweite Quelle von Energieverlusten, die wir zu betrachten haben.

Trennung der Verluste. Das folgende Verfahren ermöglicht eine Trennung der verschiedenen Verluste in einer Antenne und den

umgebenden Mitteln. Sie läßt insbesondere erkennen, welches die Verluste in der Erde sind und woher sie stammen.

Wir hatten gesehen, daß der Strahlungswiderstand umgekehrt proportional λ^2 war.

Man nimmt an, daß der Verlustwiderstand durch dielektrische Hysterese proportional λ ist. Der Verlustwiderstand durch Jouleschen Effekt und Wirbelströme ist umgekehrt proportional $\sqrt{\lambda}$ (die Eindringungstiefe der Hochfrequenzströme in die Leiter ist proportional $\sqrt{\lambda}$).

Was den Verlustwiderstand durch Sprühen betrifft, so ist er proportional λ^2.

Man kann also schreiben

$$W = \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\sqrt{\lambda}} + C\lambda + D\lambda^2$$

Der Koeffizient A ist bekannt, er ist gleich $1600\,\lambda^2$. Um zu ermitteln, wie die Verluste einer Antenne verteilt sind, genügt es alsdann, den Widerstand bei verschiedenen Wellenlängen zu messen, man erhält so

$$W = f(\lambda)$$

Man bestimmt alsdann die Koeffizienten B, C, D so, daß die theoretische Kurve, deren Gleichung oben angeführt ist, so genau als möglich mit der experimentell aufgenommenen zusammenfällt.

Wenn man A, B, C, D kennt, so kennt man auch die Verteilung der gesamten Antennenverluste, die Verlängerungsspule mit eingeschlossen.

Wenn man den Widerstand der Antenne und ihrer Erde für sich untersuchen will, ohne die Verlängerungsspulen, so stellt man mit ihnen und Luftkondensatoren ohne merkliche Verluste einen Schwingungskreis zusammen, dessen Widerstand man als Funktion der Wellenläng mißt:

$$W' = \varphi(\lambda)$$

Man hat dann wie oben

$$W' = \frac{A'}{\lambda^2} + \frac{B'}{\sqrt{\lambda}} + C'\lambda + D'\lambda^2$$

Da Sprüh- und Ausstrahlungsverluste in dem Falle gering sind, so hat man mit großer Annäherung

$$W' = \frac{B'}{\sqrt{\lambda}} + C'\lambda$$

Der Antennen- und Erdungswiderstand folgt daraus

$$W'' = W - W' = f(\lambda) - \varphi(\lambda)$$
$$= \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B - B'}{\sqrt{\lambda}} + (C - C')\lambda + D\lambda^2$$

Der Ausdruck $\frac{B - B'}{\sqrt{\lambda}}$ stellt die Verluste durch Wirbelströme und Stromwärme in der Antenne und im Boden dar. Die Stromwärmeverluste in den Antennendrähten sind leicht zu berechnen. Sei $\frac{B''}{\sqrt{\lambda}}$ der entsprechende Widerstand, so bedeuten die Ausdrücke

$$\alpha = \frac{B - B' - B''}{\sqrt{\lambda}}$$
$$\beta = (C - C')\lambda$$

α die Stromwärme und Wirbelstromverluste im Boden und den Antennenstützpunkten,

β die dielektrischen Verluste im Boden, den Antennen- und Mastisolatoren sowie den Stationseinführungen.

Es erscheint schwierig, die Trennung der Verluste noch weiter zu treiben, es sei denn durch unmittelbare Messung gewisser Faktoren, z. B. durch Messung der Verluste in den Isolatoren. Wenn die Isolation der Antenne durch lange Porzellanisolatoren gesichert ist und andererseits die Maste und ihre Wanten am Boden vereinigt sind (vorausgesetzt, daß die Wanten nur einmal durch Isolatoren unterbrochen sind), so sind die dielektrischen Verluste in den Isolatoren sehr gering. Unter diesen Bedingungen stellen α und β fast ausschließlich die Verlustwiderstände der Erde dar, wobei die Antennenstützpunkte samt ihrer Verspannung dem Systeme der Erde zuzurechnen sind.

Wir können also immer mit hinreichender Genauigkeit die Verluste im Systeme der Erde ermitteln und so feststellen, ob die zu ihrer Verringerung getroffenen Maßnahmen wirksam sind, und ob sie auf den Faktor α (Stromwärme- und Wirbelstromverluste) oder β (dielektrische Verluste) einwirken.

Die Verfahren zur Verminderung der Erdverluste.

a) Erdplatten. Die bis vor einigen Jahren in den großen Stationen üblichen Erdungen bestanden lediglich aus Zink- oder

Kupferplatten von einigen Hundert qm Größe. Sie wurden in den Boden vergraben und wenn möglich mit den leitenden Schichten verbunden (Fig. 2). Mit Rücksicht auf die Abmessungen der Antenne ist eine solche Erdung als ein Punkt zu betrachten, nach dem alle Erdströme zusammenlaufen.

Die Verluste waren beträchtlich: einerseits trafen die von der Antenne ausgehenden Feldlinien nicht sofort die zweite Belegung des fiktiven Kondensators, d. h. eine mehr oder weniger leitende Schicht;

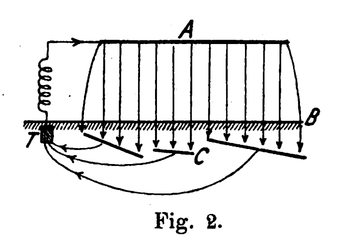


Fig. 2.

andererseits erreichten die Ströme den Fuß der Antenne erst nach Durchlaufen einer längeren Bodenstrecke.

b) Metallisation der Erde. Die massive Erdung wurde vervollständigt durch ein Netz von Kupferdrähten, das sich unterhalb der Antenne erstreckte. In den ersten Anlagen dieser Art waren die Drähte wenig zahlreich; sie waren in der Erde verteilt ähnlich wie die Antennendrähte in der Luft. Diese Drähte waren nicht sehr wirksam.

Es ist indessen zweifellos, daß, wenn diese Drähte dicht genug waren, um eine wirkliche Belegung der Erdoberfläche zu bilden, alle von der Antenne ausgehenden Feldlinien von dieser Platte sofort aufgesaugt wurden. Sie würden kein schlechtes Dielektrikum mehr durchsetzen und die Verluste wären dann tatsächlich Null.

Praktisch wird die Dichte eines solchen Netzes durch die schnell steigenden Anlagekosten sehr eingeschränkt. Durch Versuche konnte bestimmt werden, in welcher Weise bei einem gegebenen Boden die Verluste vom Drahtabstand abhängen. Man kann die Frage also in ökonomischer Hinsicht studieren und den geeignetsten Drahtabstand wählen.

Die Metallisation der Erde zielt also darauf ab, die dielektrischen Verluste zu verringern. Sie unterdrückt nicht die Verluste durch Wirbelströme, die die im Boden und in den Netzdrähten umlaufenden Ströme verursachen.

c) Erdungsnetz (Fig. 3). Man hatte seit langem den Gebrauch eines

metallischen Netzes zwischen Boden und Antenne gerühmt. Dieses Gegengewicht genannte Netz wurde meistens am Fuße der Antenne geerdet. Es hatte nur mittelmäßige Ergebnisse gezeitigt und bot Vorteile nur im Falle eines sehr wenig leitfähigen Bodens. Plan-

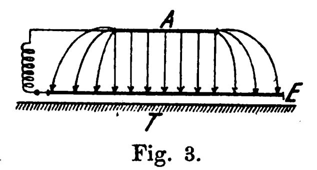


Fig. 3.

mäßige Untersuchungen der Ingenieure der Marconi-Gesellschaft haben die Bedingungen festgelegt, unter denen dies Gegengewicht als Schirm wirkt und die von der Antenne ausgehenden Feldlinien abfängt. Es genügt im allgemeinen:

1. daß der Schirm die Projektion der Antennenfläche um eine Länge gleich der mittleren Höhe der Antenne überragt,
2. daß der Abstand zweier Drähte des Schirmes nicht größer als das Dreifache ihrer Höhe über Boden ist.

Die Fig. 4 stellt einen Typus von Schirmen dar, wie er von der Société francaise radio-électrique für die Antenne der kontinentalen Station in St. Assise untersucht worden ist. Er hat eine mittlere Höhe von 4 m über Boden und einen Durchmesser von 550 m.

Es ist leicht einzusehen, daß, wenn der Schirm vollkommen ist, die Verluste durch dielektrische Hysterese gering sein müssen. Was die Wirbelstromverluste anlangt, so reduzieren sie sich auf diejenigen, die im Boden durch die in den Schirmdrähten verlaufenden Ströme hervorgerufen werden, diese sind aber sehr gering, wenn die zweite oben angeführte Bedingung innegehalten wird. (Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Antennenströme, die umgekehrt verlaufen wie die Ströme im Gegengewicht noch das elektro-magnetische Feld über dem Boden und damit diese Verluste verringern).

Dies ergibt also eine nahezu vollkommene Lösung, unter der Voraussetzung, daß alle notwendigen Versuchsmaßregeln beachtet werden. Auf alle Fälle ist die Lösung kostspielig und empfindlich, da der Schirm eine Unmenge Drähte, Isolatoren und Stützpunkte enthält, die eventuellen Mannöver der Antenne schließlich werden schwierig. Aus diesen Gründen scheint für große Stationen das System der mehrfachen Erdungen vorzuziehen, das gleichfalls sehr gute Ergebnisse zeitigt.

Diese, im folgenden beschriebene und mehrfach patentierte Lösung ist durch den technischen Ausschuß der Société française radio-électrique untersucht und für die überseeische Station in St. Assise schließlich gewählt worden.

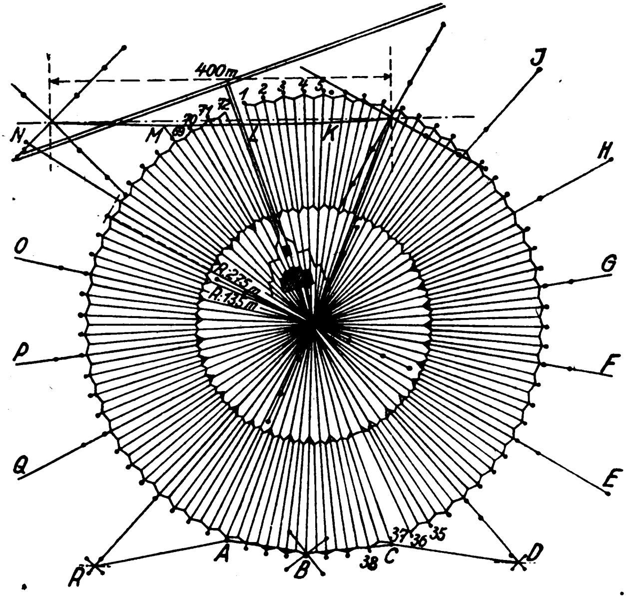


Fig. 4.

d) Mehrfache Erdungen. In einer Antenne, unter der die Erde metallisiert worden ist, können die dielektrischen Verluste stark vermindert werden, aber die Wirbelstromverluste bleiben bestehen. Wenn

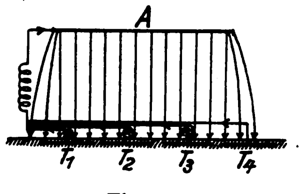


Fig. 5.

wir mehrere Punkte dieser Erdung durch Luftdrähte am Fuße der Antenne vereinigen, so bieten wir den Strömen einen Weg geringeren Widerstandes als den in der Erde (Fig. 5). Die Verluste im Boden

sind dann tatsächlich verringert je nach der Entfernung der Leiter von der Erde. Es ist aber nötig, auf die Leitungen Induktivitäten oder Kondensatoren in der Weise zu verteilen, daß man eine solche Verteilung des Stromes auf die verschiedenen Erden erhält, die zum geringsten Gesamtwiderstande führt.

e) Mehrfache Antennen-Niederführungen. Die von der Radio Corporation of America nach den Angaben M. F. W. Alexandersons ausgeführte Anordnung führt zu ganz gleichartigen Ergebnissen. Unter

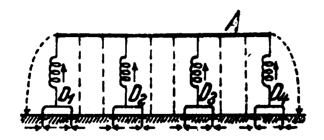


Fig. 6.

der Antenne befindet sich ein sehr dichtes Netz von Leitern (metallisierte Erde). In jedem dieser Punkte ist der Strom auf mehrere Erdungen verteilt. Die Ströme haben im Boden also sehr verkürzte Wege. Diese Anordnung (Fig. 6) ist für die Verminderung der Wirbelstromverluste sehr günstig.

Wir werden nun die praktisch vorkommenden Anordnungen untersuchen und beschreiben, die das vorstehend beschriebene Prinzip der mehrfachen Erdung verkörpern.

2. Die Verwirklichung der mehrfachen Erdung.

A. Verteilung der Feldlinien unter der Antenne, Anbringung der Erdung.

Wir nehmen an, daß die Erde durch Eingraben eines Netzes von leitenden Drähten metallisiert worden ist. Es ist klar, daß die Erdungen da angebracht werden müssen, wo die von der Antenne ausgehenden Feldlinien den Boden in größter Dichte treffen. Man muß also zunächst die Feldverteilung in der Nähe der Antenne untersuchen.

Wir werden daher als Beispiel die Feldverteilung unter der großen Antenne von St. Assise untersuchen.

Der Boden ist durch Kupferdrähte metallisiert, die senkrecht zur Achse der Fläche angebracht und unter sich durch Sammler von Kupferband vereinigt sind.

Eine halbe Antennenfläche ist in Fig. 7 dargestellt.

1. Wir nehmen an, die Antenne werde durch nichtleitende und

vollkommen isolierte Masten getragen. Ihre Kapazität setzt sich dann aus 2 Teilen zusammen:

a) Kapazität des Kondensators aus Antennenfläche und Boden, Wert etwa 0,04 μF. Zur Berechnung dient die Formel von Austin:

$$C = C_1 + C_2 = \left[0{,}88 \frac{S}{h} + 4\sqrt{S}\right] \cdot 10^{-7} \mu F$$

S_1 = Antennenfläche in qcm

h_1 = mittlere Antennenhöhe in cm

b) Kapazität durch den Randeffekt, Wert etwa 0,04 μF. Man kann annähernd sagen, daß die Hälfte der von der Antenne aus-

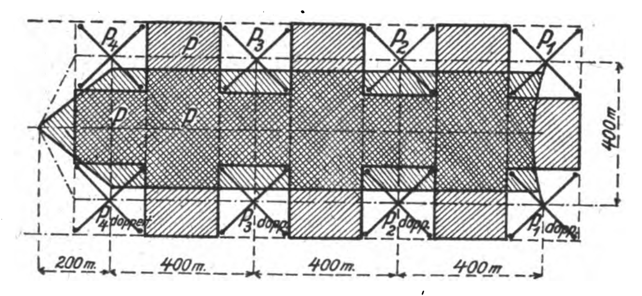


Fig. 7.

gehenden Feldlinien den Boden unter der Fläche trifft, die andere Hälfte aber außerhalb und am Ende. Fig. 8 zeigt die auf Grund der Maxwellschen Gleichungen errechnete Feldverteilung. Die untere Kurve stellt für jeden Punkt die Stärke des Feldes dar. Da örtliche Verhältnisse es nicht erlauben, sich um mehr als 100 m von der Mastenachse zu entfernen, so verfügt man unter der Antenne über einen Erdstreifen von 600 m Breite. Man kann auf ihm die Erdungen logischerweise so anordnen, daß man ihn in eine gewisse Anzahl von Quadraten von 200 m Seitenlänge einteilt und die Erdungen in deren Mittelpunkt anbringt. Wie Fig. 8 zeigt, führen die mittleren Erdleitungen etwas mehr Strom als die äußeren.

2. Wir betrachten jetzt den wirklichen Fall, daß die Antennenträger, Maste und Wanten geerdet sind. Die Maste und Wanten bilden für den unter ihnen liegenden Teil des Bodens einen Schirm. Nach den in Nantes und der kontinentalen Station von St. Assise ausgeführten Versuchen, die ähnliche Masten besitzen, ist die Größenordnung der Kapazität der großen Antenne bezogen auf die Masten etwa 0,08 μF.

Aus dem nach der Austinschen Formel berechneten Werte (für die von vollkommen isolierten Masten getragene Antenne etwa 0,08 μF) und aus dem Kapazitätswert der Antenne bezogen auf die Maste, be-

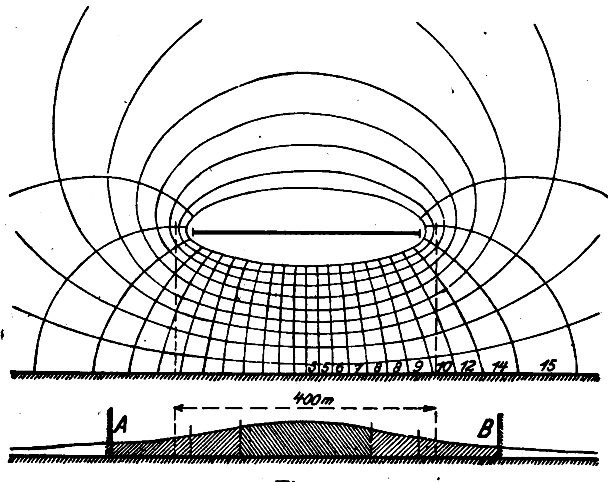


Fig. 8.

echnet man die wirkliche Kapazität der von geerdeten Masten getragenen Antenne auf etwa 0,1 μF. Dieser Wert wird von der Erfahrung bestätigt.

Die Kapazität der Antenne ist tatsächlich niedriger als die Summe der beiden oben definierten Kapazitäten, weil die Masten teilweise als Schirm wirken. Diese Annahme wird bestätigt durch die Untersuchung der Antenne von Nantes, die folgende Werte aufweist:

Berechnete Kapazität bei vollkommen isolierten Masten	0,016 μF
Kapazität, bezogen auf die Masten	0,005 „ „
Gemessene vollständige Kapazität	0,018 „ „

Wenn wir für die Antenne von St. Assise eine auf die Masten bezogene Kapazität von 0,33 μF annehmen, bei einer vollständigen Kapazität von 0,1 μF, so würden 33 % des zu sammelnden Stromes durch die Masten aufgenommen, d. i. im Mittel 2 % von jedem Mast.

Auf einer Verbindungslinie zweier Masten hat die Feldverteilung nicht die Form von Fig. 9, sondern die von Fig. 10. Die Feldlinien schließen sich zum größten Teil über die Masten und die Wanten. Die Maste sind Stromsammelpunkte, es ist also nur logisch, sie als Ausgangspunkt der Erdleitungen anzunehmen. Es sind also je halbe

Antenne 21 Erdungen anzuordnen, 8 an den Mastfüßen und 13 unabhängig davon. Wir nehmen im folgenden an, daß alle diese Erdungen die angenähert gleiche Zahl von Feldlinien aufnehmen.

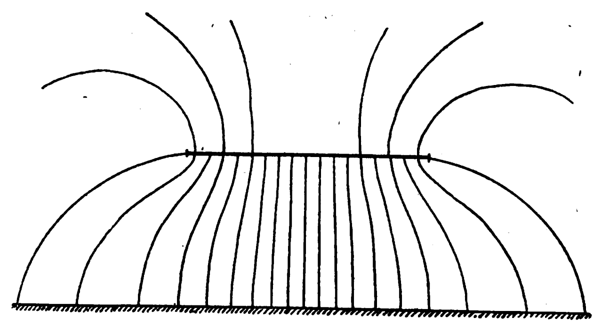


Fig. 9.

B. Ausführung der Erdleitungen.

Nehmen wir an, daß, nachdem das Feld unter der Antenne untersucht worden ist, die Verbindungspunkte mit dem Boden derart bestimmt seien, daß jeder dieser Punkte der Mittelpunkt einer Fläche

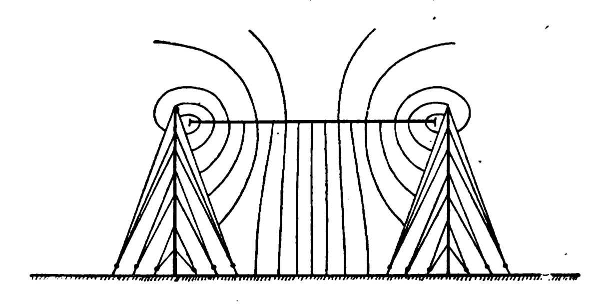


Fig. 10.

sei, die die gleiche Anzahl Feldlinien empfängt. Wenn wir diese Punkte am Fuße der Antenne durch Leitungen gleicher Impedanz vereinigen, so wird jede von ihnen denselben Strom führen. Solche Punkte wie *B*, *C* usw. (Fig. 11) werden dann gleiches Potential besitzen und die Ströme im Boden werden keine Neigung haben, lange Umwege zu machen. Damit diese Gleichverteilung der Ströme, durch Erdung

mit gleichem Flusse logisch sei, müssen die Leitungsverluste gering und von gleicher Größenordnung sein wie in den Spulen und Kondensatoren, die zu ihrer Regelung dienen. Das erreicht man, indem man die Leitungen einige Meter über dem Erdboden verlegt und in-

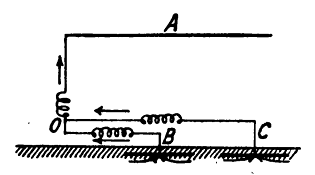


Fig. 11.

dem man sie, wenn sie lang sind, aus mehreren parallelen und voneinander entfernten Drähten zusammensetzt. Die letztere Maßnahme zielt darauf ab, sowohl die Wirbelstromverluste im Boden zu verringern wie auch die Verluste in den Leitungsisolatoren, da die Selbstinduktion und damit die Spannung verringert wird. Sie wird übrigens gleicherweise erzwungen durch die Notwendigkeit, an der Einführungsstelle in die Station keine hohen Spannungen zu haben, weil das die Unterbringung der Kopplungsorgane zwischen Hochfrequenzgeneratoren und Antenne schwierig gestalten würde.

Die so gebauten Erdleitungen bilden teilweise einen Schirm und fangen unmittelbar eine gewisse Zahl Feldlinien ab. In dieser Übersichtsstudie werden wir diesen Effekt nicht berücksichtigen und bei der Berechnung der Verteilungsspulen annehmen, daß der ganze Strom aus dem Boden stammt.

Der Gebrauch einer Leitung für jede Erdung ist besonders dann empfehlenswert, wenn es sich um eine, in bezug auf einen Mittelpunkt symmetrische Antenne handelt. Fig. 12 stellt eine derartige Antenne vor. Kurve I zeigt die Feldstärke am Erdboden dar, Kurve II die Größe des Stromes der in der Entfernung r vom Mittelpunkte der Antenne aufzunehmen ist, ihre Ordinaten sind proportional dem Produkte Feldstärke mal r. In jedem Kreisring ist die Zahl der Erdungen diesem Produkte proportional. Alle Regelungsspulen können im Mittelpunkte der Antenne, d. h. in der Station vereinigt werden.

Sammelleitungen. Anstatt von jeder Erdung bis zur Station eine besondere Leitung zu führen, kann man auch Sammelleitungen verlegen. Diese Bauart wird bei langen **T**-Antennen verwendet.

Nehmen wir an, daß wir eine Sammelleitung zu verlegen haben,

die den Strom von n-Erdungen, numeriert von 1, — n sammeln soll. Der Strom jeder einzelnen Erde sei.

Wir nehmen weiter an, daß jeder Teil der Leitung, der zwischen 2 Erdungen liegt, die gleiche Induktivität $L\omega$ und den gleichen Widerstand w besitzt.

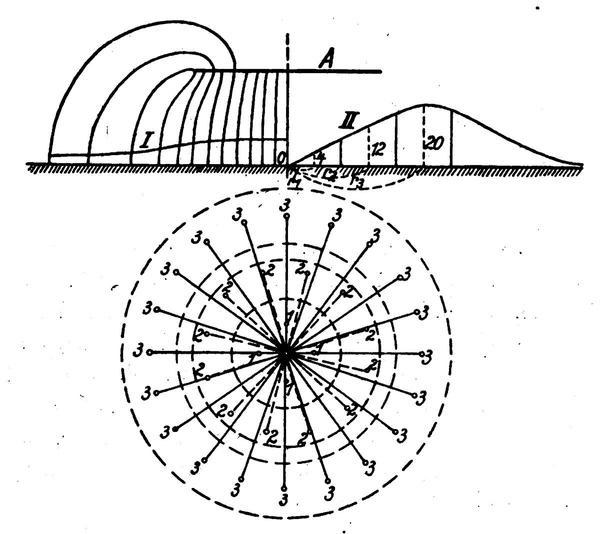


Fig. 12.

Seien

$$L_2\, L_3\, L_4 \quad . \quad . \quad . \quad L_n$$
$$w_2\, w_3\, w_4 \quad . \quad . \quad . \quad w_n$$

die Konstanten der Impedanzen, die wir zwischen der Sammelleitung und den Erdungen anbringen wollen.

Es soll nun der Spannungsabfall in der Leitung $A\,1$ gleich dem in der Impedanz $A\,2$ sein, daher ist zu schreiben:

$$L\omega i + w i = L_2 \omega i + w_2 i$$
$$\text{d. f. } L_2 \omega = L\omega$$
$$w_2 = w$$

Für den Punkt B finden wir

$$L\omega i + w i + L\omega(2i) + w(2i) = L_3 \omega i + w i$$
$$\text{d. f. } L_3 \omega = 3 L\omega$$
$$w_3 = 3w$$

Auf gleiche Weise bekommen wir

$$L_4 \omega = 6 L \omega$$
$$w_4 = 6 w$$
$$L_n(\omega) = \frac{n(n-1) \cdot L \omega}{2}$$
$$w_n = \frac{n(n-1) \cdot w}{2}.$$

$L \omega$ ist immer groß gegenüber w und man kann ohne großen Irrtum die Regelung ausführen, indem man nur $L \omega$ berücksichtigt.

Beispielsweise sind in St. Assise unter jeder Halbantenne die Erdungen zu 3 Sammelleitungen vereinigt. Die Leitungen A und B (Fig. 13) sind an den Wanten der Hauptmasten befestigt, während die dazwischen liegende Leitung C von Holzmasten getragen wird.

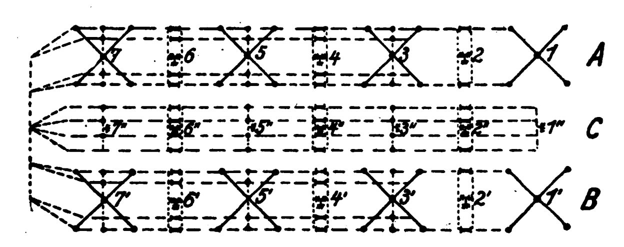


Fig. 13.

Jede Leitung besteht aus 4 parallelen Drähten, die über eine Breite von 160 m bei den äußeren Leitungen und 120 m bei der inneren Leitung verteilt sind. Die Reaktanz jeder Leitung zwischen 2 aufeinander folgenden Erden beträgt ungefähr 15 Ω, während der Widerstand unter einem Ohm bleibt. Der den Wirbelstromverlusten eines 5 m über dem Boden verlegten Drahtes äquivalente Widerstand beträgt ungefähr 0,01 Ω je Meter, für einen Abschnitt der Fig. 14 also

$$\frac{200}{100 \times 4} + \frac{50}{100 \times 2} = 0{,}75 \ \Omega$$

Die graphische Darstellung Fig. 14 stellt die Spannungen längs einer derartigen Leitung unter der Voraussetzung dar, daß der von jeder Erde aufgenommene Strom 20 Amp. bei 20000 Perioden ($\lambda = 15000$ m) beträgt. Für eine Stromstärke von 25 Amp. bei 15000 Perioden würde der Höchstwert der Spannung

$$\frac{8400 \cdot 25 \cdot 15000}{20 \cdot 20000} = 7900 \text{ V. sein.}$$

Abgestimmte Leitungen. Obwohl die berechneten Spannungen nicht beträchtlich sind, empfiehlt es sich doch, der Isolation und der Verluste im Dielektrikum wegen, die Spannung der Leitungen durch Einschalten von Kondensatoren zu verringern. Nehmen wir z. B. an, die Leitung sei vollkommen abgestimmt, d. h. in Reihe mit jedem Leitungsstück von der Reaktanz $L\omega$ liege ein Kondensator der Kapa-

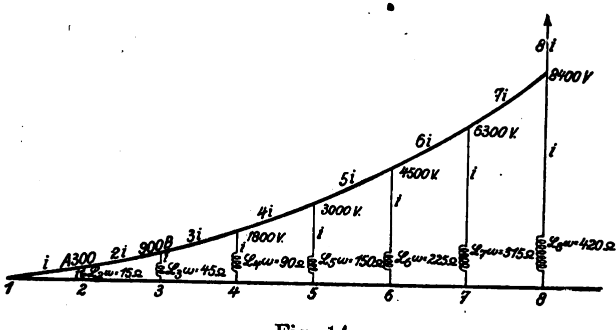


Fig. 14.

zität C, so daß $\frac{1}{C\omega} = L\omega$, dann vermindert sich der Scheinwiderstand der Leitung auf den Ohmschen Widerstand w.

Die Werte der Widerstände $w_2\, w_3 \ldots w_n$, die auf jeder Erdleitung anzubringen wären, um das Gleichgewicht der Ströme zu erreichen, würden noch sein

$$w_n = \frac{n(n-1)w}{2}$$

Der Gebrauch Ohmscher Widerstände würde zu erheblichen Verlusten führen. Es ist leicht einzusehen, daß man annähernd dasselbe Ergebnis erhält, wenn man sie durch Selbstinduktionen von gleichem Betrage ersetzt

$$Z_n = \frac{n(n-1)w}{2}$$

Die Verluste in diesen Selbstinduktionen sind zu vernachlässigen.

Wenn wir das obige Beispiel wieder aufnehmen, für das war

$$L\omega = 15\ \Omega$$
$$w \cong 1\ \Omega$$

so wäre in Reihe mit jedem Leitungsstück eine Kapazität

$$\frac{1}{\omega C} = 15 \ \Omega$$

zu schalten, d. h. bei 20000 Perioden $C = 0{,}53 \ \mu$F. Die in die Erdleitungen einzuschaltenden Impedanzen hatten die Werte

$$\mathfrak{Z}_2 = 1 \ \Omega$$
$$\mathfrak{Z}_3 = 3 \ \Omega$$
$$\mathfrak{Z}_8 = \frac{8 \cdot 7}{2} = 28 \ \Omega$$

Bei einem Erdstrom von 20 Amp. würde die Spannung am Ende jeder Leitung $28 \times 20 = 500$ V. betragen (vgl. Fig. 15). Man kann, um die Kondensatorbatterie C_7 zu ersparen, die Antenne im Punkte A anzapfen und A_8 aus einer Induktivität herstellen, die vom Strome i durchflossen wird.

Teilweise abgestimmte Leitungen. Das vorstehend beschriebene System der vollkommen abgestimmten Leitungen $\left(L\omega = \frac{1}{\omega C}\right)$ bietet die Unbequemlichkeit, daß die Regelung außerordentlich empfindlich ist, die geringste Veränderung der Kapazität bringt vollkommene Regellosigkeit.

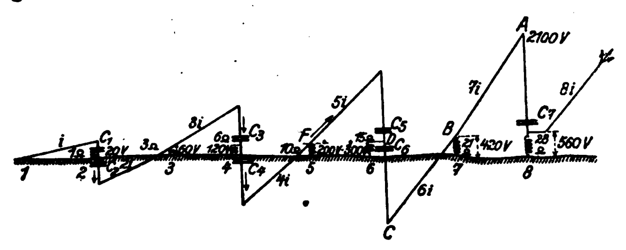


Fig. 15.

Nehmen wir z. B. an, daß durch eine Kondensatorbeschädigung die eine Kapazität C_5 auf den halben Wert verringert worden sei. Die Impedanz dieser Batterie, die 15 Ω betrug steigt auf 30 Ω; der Punkt D (Fig. 15) der positives Potential hatte, bekommt nun negatives Potential. Der Strom, statt von 6 nach D zu fließen, fließt nun von D nach 6, das Gegenteil dessen was man erzielen wollte. Man kann sich damit begnügen, die Leitungen teilweise abzustimmen, d. h. C so zu wählen, daß $\frac{1}{\omega C} < L\omega$ ist; die Leitung verhält sich dann so als ob sie eine Impedanz $L'\omega = L\omega - \frac{1}{C\omega}$ hätte. Man ge-

langt so zu einem System das identisch mit dem in Fig. 13 dargestellten ist, die Endspannungen verringern sich im Verhältnis $L' : L$. Eine Regelungsstörung der Leitung hat in diesem Falle weniger Bedeutung als bei der vollkommen abgestimmten Leitung, denn sie kann im allgemeinen nicht zu einer vollkommenen Stromumkehr in der Erdleitung führen.

Bemerkung. Der Gebrauch von Kondensatoren ist natürlich unzulässig, wenn die Station mit verschiedenen Wellenlängen arbeiten soll. Wenn beispielsweise die Leitung, die wir untersucht haben, eine Reaktanz hat die bei 20000 Perioden ($\lambda = 15000$ m) verschwindet:

$$L\omega = \frac{1}{C\omega} = 15\ \Omega$$

so wird ihre Reaktanz bei 15000 Perioden (= 20000 m)

$$L\omega - \frac{1}{C\omega} = 11{,}2 - 20 = -8{,}8\ \Omega$$

Die Abstimmung ist zerstört. Man müßte für diese neue Wellenlänge zwischen jede Erdung und die Leitung Kapazitäten $C_1\, C_2\, \ldots\, C_n$ einschalten, deren Größe sich ergäbe zu

$$\frac{1}{C_n\,\omega} = \frac{n\,(n-1)}{2} \cdot 8{,}8\ \Omega$$

an Stelle der Impedanzen nach der Formel

$$Z_n = \frac{n\,(n-1)}{2}\, 1\ \Omega$$

C. Ergebnisse an der Antenne der überseeischen Station von St. Assise.

Die Anordnung der Erdleitungen unter einer Halbantenne zeigt Fig. 14. Die Leitungen sind teilweise abgestimmt auf die Frequenz 20000. Sobald die nötigen Induktivitäten vorhanden sind, werden die Kondensatoren entfernt und die Ausführung nach dem Diagramm Fig. 13 hergestellt.

Die vorläufige Ausführung hat nichtsdestoweniger schon ausgezeichnete Ergebnisse gebracht. Der Gesamtwiderstand der Antenne mit ihrem Apparat mehrfacher Erdungen beträgt 0,54 Ω für die Wellenlänge 14300 m. Bei unmittelbar geerdeter Antenne und abgeschalteten Erdleitungen war der Widerstand 1,9 Ω also 35 mal so hoch.

Der Gesamtwiderstand von 0,54 Ω besteht annähernd aus folgenden Einzelbeträgen

Strahlungswiderstand	0,19 Ω
Widerstand der Abstimmspulen	0,10 Ω
Widerstand der Antennendrähte	0,05 Ω
Widerstand der Erde und Erdleitungen	0,20 Ω
	0,54 Ω

Der Wirkungsgrad der Antenne ist also

$$\frac{0,19}{0,54} = 0,35$$

Dieser Wirkungsgrad wird zweifellos noch erheblich erhöht werden, sobald die endgültige Verlegung der Erdleitungen vollendet ist.

Anmerkung des Übersetzers: In der Zeitschrift für technische Physik II/11 beschreibt A. Meissner das Modell einer Erdungsanlage für Nauen die sowohl im Prinzip wie in der Ausführung eine weitgehende Ähnlichkeit mit der vorstehend beschriebenen hat. Bei Anwendung nur einer ringförmigen Erdung — wie bisher meist üblich — betrug der Erdübergangswiderstand 5,7 Ω bei Einschaltung sämtlicher Ringe aber nur 0,1. Die Erdungen wurden später sehr vereinfacht durch Anwendung senkrechter Rohre von nur $^1/_2$ m Länge anstatt der Drähte im Boden. Diese Erdung soll in Nauen eingebaut und gleichzeitig die effektive Höhe der Antenne auf 180—200 m gebracht werden. Es wird von beiden Maßnahmen eine Erhöhung des Wirkungsgrades auf annähernd 50 $^0/_0$ erwartet, gegen nur 7,5 $^0/_0$ im jetzigen Zustand.

Der Creedsche Schnelltelegraph.[1])

Von **P. Lertes.**

Die wachsende Inanspruchnahme der Radiotelegraphie für den öffentlichen Verkehr und die Forderung sie gegenüber der Drahttelegraphie möglichst rentabel zu gestalten, hat in den letzten Jahren mehr und mehr dazu geführt, die von der Drahttelegraphie her bekannte Schnelltelegraphie auch in der Radiotelegraphie zur Anwendung zu bringen. Durch die fast allgemeine Einführung der ungedämpften Systeme, durch die jetzt bestehende Möglichkeit die Sendewelle auf Bruchteile eines Promilles konstant zu halten, durch die Erhöhung der Störungsfreiheit und die fast unbegrenzte Verstärkung der Empfangsenergie sind die technischen Voraussetzungen, die ein betriebssicherer Schreibempfang und Schnellverkehr erfordert, gegeben. Die Ergebnisse, die bisher mit der Radioschnelltelegraphie erzielt wurden, sind weit günstiger gewesen, als man zuerst erwartet hatte. Das beruht zum großen Teil darauf, daß die von der Drahttelegraphie übernommenen Schnelltelegraphensender und Empfänger technisch schon so vorzüglich entwickelt waren, daß es nur unwesentlicher Änderungen und Ergänzungen bedurfte, um sie auch in der Radiotelegraphie zur Einführung zu bringen. Ziel und Aufgabe aller schnelltelegraphischen Systeme muß es sein, Wortgeschwindigkeiten von 150—200 pro Minute zu erreichen. Dabei ist es noch besonders wünschenswert, das empfangene Telegramm direkt in Druckschrift zu erhalten. Bei den in Deutschland und von deutschen Firmen im Ausland eingerichteten radiotelegraphischen Anlagen hat sich als besonders gut der Siemens-Schnelltelegraph bewährt, der, was Wortgeschwindigkeit und Betriebssicherheit anbelangt, eines der zuverlässigsten Systeme darstellt, die wir heute besitzen. In England haben die Telegraphenwerke der Creedgesellschaft in Croydon in den letzten Jahren ein Schnelltelegraphensystem entwickelt, das zunächst auch nur bei der Drahttelegraphie zur Anwendung kam, jetzt aber in wachsendem Maße auf den englischen Marconilinien zur Einführung gelangt. Besonderer Wert wurde bei der technischen Ausgestaltung dieses Systems darauf gelegt, die einzelnen Bestandteile des Senders und Empfängers möglichst ein-

---

1) Die obige Arbeit wurde von Herrn P. Lertes an Hand von Broschüren ausgearbeitet, welche die Creed & Co. Ltd., London, auf freundliche Veranlassung der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie dem Jahrbuch zur Verfügung gestellt hat. Die Redaktion.



fach und leicht bedienbar zu gestalten. Das Creedsche System erfordert für eine komplette Sende- und Empfangsanlage folgende Bestandteile: 1. Einen Schreibmaschinenlocher, 2. einen automatischen Schnelltelegraphensender, 3. einen Schnellempfänger und 4. einen Typendrucker.

1. Der Creedsche Schreibmaschinenlocher.

Da sich durch Handtasten Wortgeschwindigkeiten von höchstens 30 pro Minute erreichen lassen, dies aber etwa die unterste Grenze von dem darstellt, was man gewöhnlich als Schnelltelegraphie zu bezeichnen pflegt, so muß man bei höheren Wortgeschwindigkeiten zu maschinellen Anordnungen übergeben. Bei allen Maschinentelegraphen

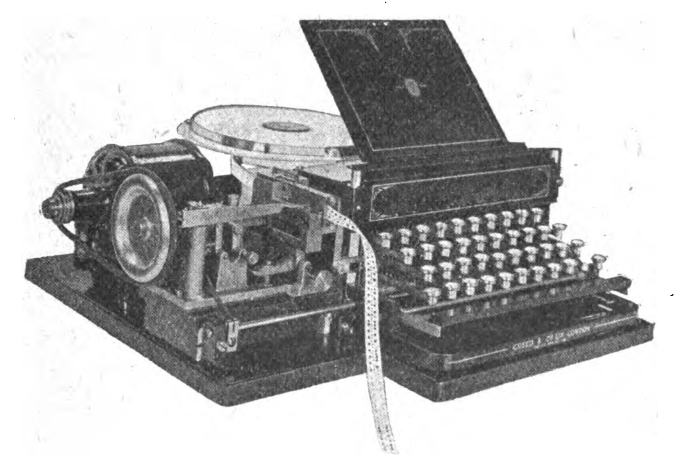


Fig. 1.

werden deshalb zur Betätigung der Sendetaste gelochte Papierstreifen benutzt, bei denen die einzelnen Lochkombinationen entsprechend den Morsezeichen verschieden sind. Ein Elektromotor treibt dann die gelochten Papierstreifen durch die Tastanordnung hindurch und betätigt so die Taste im Rhythmus der Morsezeichen. Die gelochten Papierstreifen können entweder mit Handstöseln ausgestanzt werden, oder aber, um größere Wortgeschwindigkeiten zu erreichen, durch Kombination der Lochapparatur mit einer Schreibmaschinenklaviatur. In Fig. 1 ist der Creedsche Schreibmaschinenlocher wiedergegeben. Er ist aus dem alten Wheatstonelocher entwickelt worden, besitzt aber gegenüber diesem ungefähr 200 Einzelteile weniger. Es ist mit ihm

möglich, 50—60 Worte pro Minute auszustanzen. Beim Betrieb auf längere Zeit beträgt die Wortgeschwindigkeit, die von einem geübten Stenotypisten zu erreichen ist, etwa 40 pro Minute. Man muß hierbei allerdings berücksichtigen, daß englischer Text zugrunde gelegt wird, der ja bekanntlich viel mehr kurze Worte enthält als ein deutscher Text.

2. Der Creedsche Schnelltelegraphensender.

Auch dieser Schnelltelegraphensender stellt lediglich eine bedeutende Verbesserung des alten Wheatstonesenders dar. Wesentlich neu an ihm ist nur das weiter unten beschriebene Relais von Carpenter. Fig. 2 zeigt den Sender.

Durch einen Elektromotor wird der mit dem Schreibmaschinenlocher ausgestanzte Lochstreifen durch den Sender hindurchgetrieben.

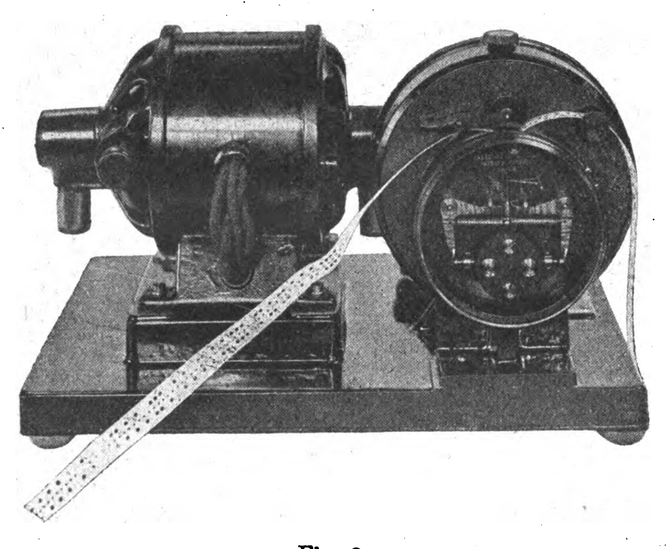


Fig. 2.

Die mittleren kleineren Löcher dienen zur Vorwärtsbewegung des Streifens, während die größeren Löcher zu beiden Seiten die beiden Kontaktstifte des Senders betätigen. Bei einem Morsepunkt treten diese beiden Kontakte zu gleicher Zeit in Tätigkeit, während sie bei einem Morsestrich nacheinander in Funktion treten. Entsprechend diesen mechanischen Bewegungen der Kontakthebel wird ein elektrischer Strom geöffnet und geschlossen. Um eine möglichst sichere Kontaktgebung zu erreichen und vor allem jede Funkenbildung der

Kontaktflächen zu vermeiden, beträgt der geschlossene Strom nur einige mA. Die Geschwindigkeit des Antriebsmotors wird durch Lampenvorschaltwiderstände geregelt. Es lassen sich hierdurch Wortgeschwindigkeiten von 25—250 pro Minute einstellen. Da die Kontaktstifte nur verhältnismäßig kleine Ströme ein- und ausschalten, diese Ströme aber weder bei der Drahttelegraphie als Telegraphierströme noch bei der Radiotelegraphie zur Betätigung der Sendetaste genügen, so ist eine Verstärkung derselben erforderlich. Um die Apparatur möglichst einfach und nicht zu kostspielig zu gestalten, wird bei dem Creedschen System von der Benutzung einer Verstärkeranordnung

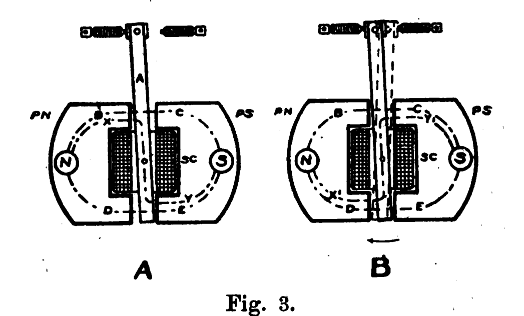


Fig. 3.

mittels Elektronenröhren abgesehen. Dafür kommt ein mechanisches Relais zur Anwendung. Die in der Praxis schon vorhandenen Relais erwiesen sich teils zu unstabil und unempfindlich, teils nicht trägheitslos genug, um auch bei Wortgeschwindigkeiten von 250 pro Minute noch eine sichere Kontaktgebung zu gewährleisten. Es wurde deshalb ein neues Relais entwickelt, das in seinen Grundzügen von Carpenter stammt. Es ist in Fig. 3 schematisch wiedergegeben.

Zwischen den Polen eines permanenten Magneten *N* und *S*, dessen Polköpfe *PN* und *PS* aus unterteilten Eisenblechen bestehen, befindet sich eine Drahtspule *S C*. Die Spule ist gegen die Magnetpole isoliert, aber fest mit diesen verbunden. In der Spule befindet sich, nach links und rechts um eine Achse drehbar, ein Eisenstab. Ist der Stab in Ruhe und nimmt er beispielsweise die Stellung *A* ein, so geht ein magnetischer Kraftlinienfluß in der Richtung *B C* und *D E* durch den Stab. Die nach *B* und *E* zu liegenden Teile des Stabes werden nun stärker magnetisiert, als die *D* und *C* gegenüberliegenden Teile. Entsprechend der gestrichelten Linie *X Y* tritt ein magnetisches Moment auf, wodurch der Stab in der bezeichneten Stellung gehalten wird. Geht nun ein Gleichstromstoß durch die Spule, und zwar in einer

solchen Richtung, daß beispielsweise bei der Stellung des Stabes in *A* in dem oberen Teile desselben ein magnetischer Nordpol und in dem unteren Teile ein magnetischer Südpol entsteht, so wird der Stab entsprechend der Abstoßung der gleichnamigen und der Anziehung der ungleichnamigen Pole umkippen, in der Richtung des Pfeiles bewegt werden und die gestrichelte Stellung *B* einzunehmen suchen. Damit nun der Stab beim Aufhören eines Stromflusses in der Spule *S C* seine alte Stellung *A* wieder einnimmt, muß dafür gesorgt werden, daß er sich nicht bis zur Mitte zwischen den beiden Magnetpolen oder sogar darüber hinaus bewegen kann. Dies wird dadurch erreicht, daß sich den beiden Kontaktflächen an dem oberen Teile des Eisenstabes Stellschrauben gegenüber befinden, von denen die rechte ein Umkippen des Stabes über die Mitte zwischen den beiden Magnetpolen nicht gestattet. Während gewöhnlich bei mechanischen Relais der Kontakthebel durch eine Feder immer wieder nach seiner Ablenkung durch einen Stromstoß in seine ursprüngliche Stellung zurückgezogen wird, ist hier infolge der ungleichmäßigen Magnetisierung die Federkraft durch eine magnetische Kraft ersetzt. Dadurch wird natürlich das Relais verhältnismäßig trägheitslos. Die Stromzuführung erfolgt, wie dies gut in Fig. 9 zu sehen ist, einerseits zu dem Eisenstab und andererseits zu den beiden Stellschrauben. Zur Vermeidung von Wirbelströmen und Hysteresisverlusten ist der Eisenstab, ähnlich wie die oberen Teile der Polschuhe des Magneten aus fein unterteilten und voneinander isolierten Eisenlamellen hergestellt. Bei einem Ohmschen Widerstand der Spule von beispielsweise 3200 Ohm genügt schon eine Stromänderung von 0,2—0,3 mA., um selbst bei Wortgeschwindigkeiten von 200 pro Minute den Kontakthebel aus seiner Ruhelage abzulenken, und eine einwandfreie und betriebssichere Kontaktbetätigung zu erreichen.

Da das Relais nicht allein beim Sender, sondern auch beim Empfänger zur Anwendung kommt, so besteht die Spule *S C* aus zwei getrennten Spulen, die entweder einzeln, in Serie oder parallel geschaltet werden können, je nach der verlangten Empfindlichkeit. Für Zwecke der gewöhnlichen Drahttelegraphie genügt im allgemeinen ein Windungswiderstand von je 25 Ohm pro Spule; der dementsprechende zu einer guten Betätigung des Relais erforderliche Strom beträgt dann 2—3 mA. Bei der Verwendung des Relais im Schnellempfänger beträgt der Spulenwiderstand etwa 1600 Ohm pro Spule, und die dazu gehörige Stromstärke 0,2—0,3 mA. Unter den gleichen

Bedingungen wächst die Empfindlichkeit des Relais etwa mit der Quadratwurzel aus dem Windungswiderstand der Spulen.

Während in der Drahttelegraphie der Creedsche Schnellsender in Verbindung mit dem Relais ohne die Zwischenschaltung eines Transformators, die Telegraphierströme direkt steuert, ist dies in der Radiotelegraphie, wo es sich um die Steuerung von mehreren Hundert Kilo-

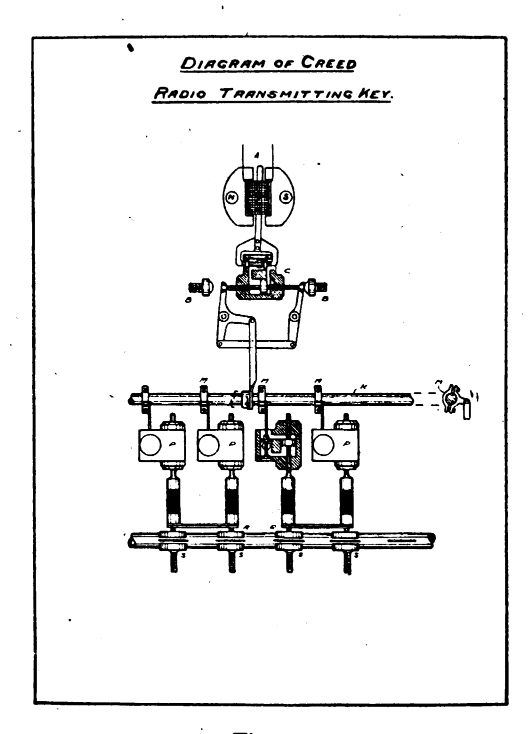


Fig. 4.

watt Antennenenergie handelt, nicht möglich. Hier wird vielmehr durch den Relaisstrom zunächst ein weiteres Tastrelais betätigt, wodurch dann erst die Antennenenergie gesteuert wird. Fig. 4 zeigt das Relais von Carpenter in Verbindung mit einem Creedschen automatischen Taster, wie er vornehmlich bei Lichtbogensendern zur Anwendung kommt.

Das von dem Schnelltelegraphensender gespeiste Relais *A* betätigt das Luftdruckrelais *C* derart, daß ein horizontaler Hebel zwischen den Pufferschrauben *BB* hin und her bewegt wird. Hiermit ist die Gleit-

stange K so verbunden, daß sie um ihre horizontale Achse gedreht werden kann. An der Gleitstange sind mehrere Sattelstücke M befestigt; durch Übertragungshebel betätigen diese die Luftdruckmaschinen P. Hiermit stehen die Silberscheiben R in Verbindung, die in vertikaler Richtung auf- und abbewegt und so mit den feststehenden Scheiben S in Kontakt gebracht werden können. Durch Regulierung der Schrauben BB läßt sich der Abstand der Kontakte auf die gewünschte Entfernung einstellen. Ebenso lassen sich die Sattelstücke M so auf der Gleitstange befestigen, daß das Öffnen und Schließen der

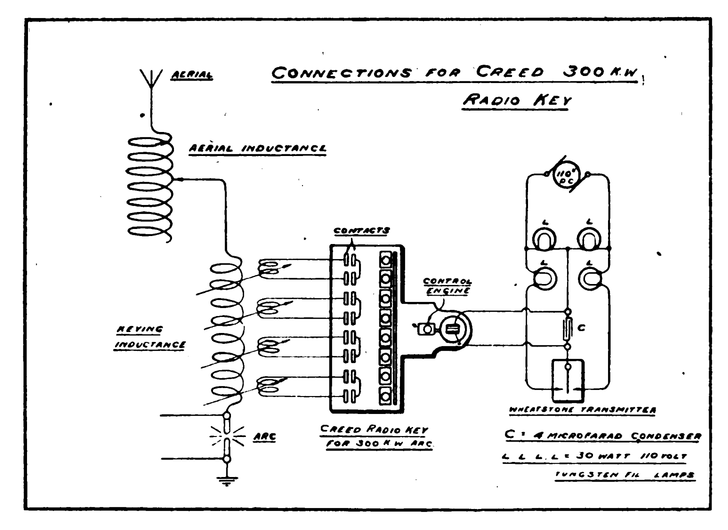


Fig. 5.

Taste in vollem Synchronismus erfolgt. Ein Luftdruckgebläse sorgt für Kühlung und Entionisierung der Kontaktflächen.

In Fig. 5 ist eine Tastanordnung schematisch dargestellt, wie sie bei einem Lichtbogensender von 300 kW-Leistung zur Anwendung kommt.

Das Tasten geschieht hier durch Änderung der Antennenwellenlänge. Es werden dementsprechend beim Tasten Teile der Antennenspule kurz geschlossen. Die Wortgeschwindigkeit, die mit einer solchen Tastanordnung bei längerem Betrieb gut zu erreichen ist, beträgt etwa 60—100 pro Minute.

(Schluß folgt.)

Referate.

Leon Bouthillon, Abaque pour le calcul de la portée du champ électromagnétique, des caractéristiques de l'émission, de la longueur d'onde favorable, au moyen de la formule d'Austin-Cohen. (Radio Électricité III, April 1922, Nr. 4, S. 153—162.)

I. Die Formel von d'Austin-Cohen wird mit Vorteil für Probleme verwendet, die sich mit der Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen auf der Erdoberfläche befassen. Aus der folgenden Berechnung ist der Wert einer drahtlosen Station nicht mehr durch den Strom der Empfangsantenne charakterisiert, sondern durch eine Größe, die von den Empfangsapparaten unabhängig ist. Verfasser hatte es sich infolge der praktischen Anwendung der Formel zur Aufgabe gemacht, eine graphische Methode zu ihrer Anwendung auszuarbeiten. (Vgl. Leon Bouthillon, Revue générale de l'Électricité, vol. 3, S. 419—424, 23. März 1918.)

Die Austinsche Formel lautet:

$$E_{\varrho\,\text{eff.}} = 4\pi \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\,\frac{h_\varepsilon}{\lambda}\cdot\frac{1}{r}\,J_{\varepsilon\,\text{eff.}}\,e^{-K\frac{r}{\sqrt{a\lambda}}} \tag{1}$$

worin die Buchstaben folgende Bedeutung haben:

μ, ε Permeabilität und Dielektrizitätskonstante der Atmosphäre,

$\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen in Luft,

$E_{\varrho\,\text{eff.}}$ Effektive EMK. an der Empfangsstelle,

h_ε Effektivhöhe der Sendeantenne.

λ Wellenlänge,

r Entfernung beider Stationen,

$J_{\varepsilon\,\text{eff.}}$ Effektive Stromstärke am Fuß der Sendeantenne,

a Erdradius ($a = 6366$ km).

Der Koeffizient K ist gegeben durch die Formel

$$K\frac{r}{\sqrt{a\lambda}} = 0{,}0015\,\frac{r}{\sqrt{\lambda}} \tag{2}$$

wobei a, λ und r in Kilometern ausgedrückt sind. Man findet

$$K = 0{,}120 \tag{3}$$

so daß man schließlich erhält:

$$E_{\varrho\,\mathrm{eff.}} = 4\pi \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\,\frac{h_\varepsilon}{\lambda}\cdot\frac{1}{r}\cdot J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}\,e^{-0{,}120\frac{r}{\sqrt{a\lambda}}} \qquad (4)$$

II. Die Formel (1) gestattet die Lösung folgender radiotechnischer Probleme:

1. Berechnung der Entfernung der Stationen,
2. Berechnung des elektromagnetischen Feldes,
3. Berechnung der charakterischen Daten der Sendestation.
4. Berechnung der Wellenlänge, die dem Maximum des elektromagnetischen Feldes entspricht.

III. Verf. beschreibt dann eingehend, wie die Kurvenscharen zum direkten Ablesen der verlangten Größen konstruiert werden können.

Für die Größe $\frac{\lambda}{h_\varepsilon J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}}$ stehen links zwei Skalen I und II zur Verfügung, die eine für die Werte von 0,01 bis 1, die andere von 1 bis 100. Diesen entsprechen die Skalen I′ und II′ für $E_{\varrho\,\mathrm{eff.}}$, λ ist in m, $J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}$ in Ampere, $E_{\varrho\,\mathrm{eff.}}$ in Mikrovolt pro m eingeteilt. Für die Entfernungen r bestehen rechts ebenfalls zwei Skalen, I″ für 100 bis 10000 km, und II‴ für Werte, die größer sind als 10000 km. Die Kurven B enthalten Werte für λ von 200 bis 30000 m.

IV. Die Benutzung der Tafel, die in der Figur wiedergeben ist, wird folgendermaßen beschrieben:

1. Ermittlung der Entfernung beider Stationen. Gegeben ist h_ε, $J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}$, λ, $E_{\varrho\,\mathrm{eff.}}$ Gesucht ist r.

Man zieht von dem entsprechenden Punkt der linken Skala, der sich aus $\frac{\lambda}{h_\varepsilon \cdot J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}}$ berechnet, eine Horizontale, die die Gerade für $E_{\varrho\,\mathrm{eff.}}$ in einem Punkt schneidet, durch den man die Vertikale zieht. Diese schneidet die Kurve für λ in einem Punkt, dessen Horizontale auf der rechten Seite die gesuchte Entfernung angibt.

2. Ermittlung des elektromagnetischen Feldes. Gegeben ist h_ε, $J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}$, λ, r. Gesucht ist $E_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}$

Durch den Wert von r wird eine Horizontale gelegt. Sie trifft die Kurve B für die Wellenlänge in dem Punkt, durch den eine Vertikale gelegt wird, die ihrerseits mit der Horizontalen durch $\frac{\lambda}{h_\varepsilon \cdot J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}}$ den Durchgangspunkt für die Gerade $E_{\varrho\,\mathrm{eff.}}$ ergibt.

3. Ermittlung des Produktes $h_\varepsilon \cdot J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}$ Gegeben ist λ, r, $E_{\varrho\,\mathrm{eff.}}$ Gesucht wird $h_\varepsilon J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}$

Man zieht durch die Gerade, die der Entfernung r entspricht,

eine Horizontale. Sie schneidet die Kurve B bei der gesuchten Wellenlänge. Durch den Schnittpunkt wird eine Vertikale gelegt. Sie schneidet ihrerseits die Linie E_ϱ. Die entsprechende Horizontale trifft an der linken Skala den Wert $\frac{\lambda}{h_\varepsilon \cdot J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}}$. Aus diesem Wert und λ ergibt sich $h_\varepsilon \cdot J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}$

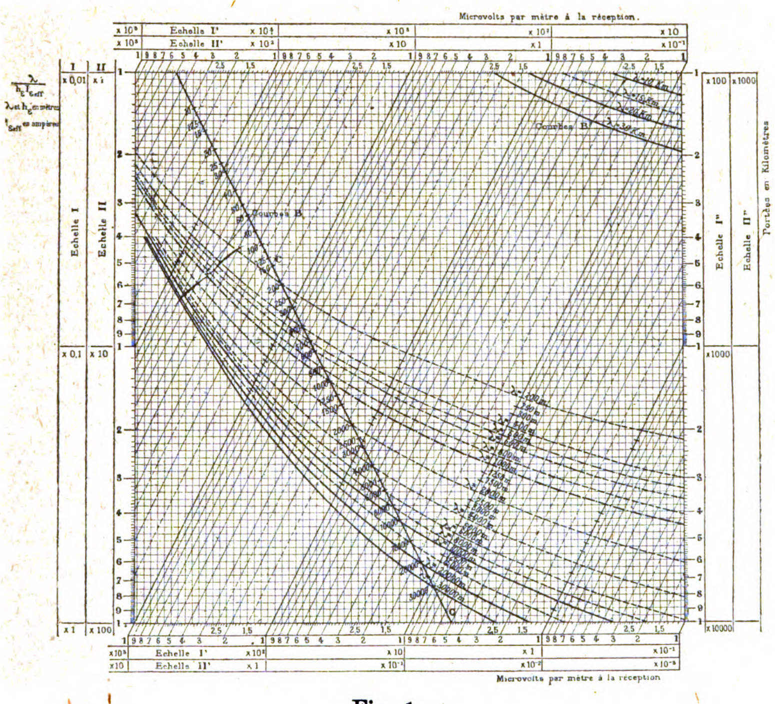


Fig. 1.

4. Ermittlung der optimalen Wellenlänge, die einer gegebenen Entfernung entspricht.

Man zieht durch den Punkt, der der gegebenen Entfernung entspricht, eine Horizontale. Sie trifft die Gerade CC' in einem Punkt, der direkt die optimale Wellenlänge angibt.

5. Ermittlung des minimalsten Produktes $h_\varepsilon J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}$, das bei gegebener Entfernung und gegebenem Feld möglich ist.

Man ermittelt wie bei 4. die optimale Wellenlänge, und dazu gemäß 3. die entsprechende Größe $h_\varepsilon J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}$

6. Ermittlung des maximalen elektromagnetischen Feldes bei gegebener Entfernung und gegebenem Produkt $h_\varepsilon \cdot J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}$

Die optimale Wellenlänge wird nach 4. ermittelt und das entsprechende elektromagnetische Feld nach 2.

7. Ermittlung der maximalen Entfernung bei gegebenen $h_\varepsilon J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}$ und $E_{\varrho\,\mathrm{eff.}}$

Durch Annahme verschiedener λ nähert man sich sukzessiv dem Ziel. Dieses ist erreicht, wenn die angenommene Wellenlänge und die optimale übereinstimmen.

8. Ermittlung der nötigen Wellenlängen, um bei gegebenem $h_\varepsilon J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}$ ein elektromagnetisches Feld $E_{\varrho\,\mathrm{eff.}}$ bei gegebener Entfernung r zu erhalten.

Die Lösung ist nur möglich, wenn das entsprechende Produkt $h_\varepsilon J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}$, berechnet nach 5., kleiner ist als das gegebene Produkt. Man nähert sich auch sukzessive dem Resultat durch Einsetzen verschiedener Produkte $h_\varepsilon J_{\varepsilon\,\mathrm{eff.}}$ entsprechend den zweckmäßig gewählten Wellenlängen λ.

Zahlreiche Zahlenbeispiele erklärten die Anwendung der Tafel.

Robert Jaeger.

A. Goetz, Sekundäre Elektronenemission in Glühkathodenröhren. (Physikal. Zeitschr. XXIV. 2, S. 35, 1923.)

Das Auftreten sekundärer Elektronenemission in Hochvakuumgitterröhren ist erstmals von Hull[1]) beschrieben. Er verwendet dabei „Dynatron"-Schaltung, d. h. konstante hohe positive Gitterspannung, während die Anodenspannung von Null bis zum Wert der Gitterspannung gesteigert wird. Er erhält dabei den in Fig. 1 gezeichneten Verlauf des Anodenstromes. Sinken und unter Umständen Umkehr des Anodenstromes erklärt Hull durch Emission von Sekundärelektronen aus der Anode infolge des der Anode gegenüber hohen Gitterpotentiales.

Zur genaueren Untersuchung dieser Verhältnisse wird eine besondere Röhre gebaut. Die Kathode ist der Coolidge-Glühkathode in Röntgenröhren nachgebildet. Sie emittiert Elektronen nur in Richtung auf die Anode. Das Gitter ist über einen Metallzylinder gespannt, dessen Rand über die Kathode greift, so daß alle emittierten Elektronen das Gitter passieren müssen. Die kreisförmige Anode aus Tantalblech hat einen so großen Durchmesser, daß alle Elektronen

1) Hull, Jahrb. f. drahtl. Telegr. 14, S. 47, 157, 1914.

aufgefangen werden müssen. Als sekundäre Anode umgibt ein isolierter Ring konzentrisch Gitter und Kathode.

Auf äußerst reine Evakuierung ist besonderer Wert gelegt. Als Kriterium dient erstens die „Temperatursättigung“, d. h. die Beobachtung, daß bei konstanter Anodenspannung eine Steigerung der Temperatur über einen gewissen Sättigungswert keine Zunahme des Emissionsstromes mehr bewirkt. Ein noch empfindlicherer Nachweis von Restgasen ist die Aufnahme des Emissionsstromes als Funktion

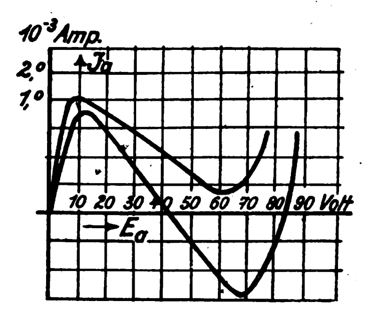


Fig. 1. Dynatroncharakteristik nach Hull.

des Heizstromes in auf- und absteigender Linie. Bei schlechtem Vakuum zeigt sich eine Temperaturhysteresis, die bei reinstem Vakuum fast vollkommen verschwindet. Die Hysterese ist aus der Gasabgabe der Glühkathode bei steigender Temperatur zu erklären.

Eine Voruntersuchung ergibt, daß die Größe des Emissionsstromes durch die Glühdrahttemperatur und das Gitterpotential bestimmt ist, durch das Anodenpotential dagegen nur in vernachlässigbaren Grenzen beeinflußt wird, ferner daß bei Sättigung, d. h. Anodenspannung = Gitterspannung, das Verhältnis von Emissionsstrom zu Gitterstrom für alle Spannungen konstant ist.

Als erste Meßreihe gibt Fig. 2 den Anodenstrom als Funktion der Anodenspannung mit der Gitterspannung als Parameter. Von den Hullschen Kurven (Fig. 1) unterscheidet sie sich vor allem dadurch, daß das erste Maximum der Kurve nicht die Größe des Sättigungsstromes, sondern einen viel kleineren Wert hat. Daraus geht hervor, daß Sekundäremission schon vor Erreichen des primären Sättigungsstromes eintritt. Trennung von Primär- und Sekundäremission ist jedoch nicht möglich. Die Lage des ersten Maximums und entsprechend des Minimums verschiebt sich mit wachsender Gitterspannung nach höheren Anodenspannungen; die sekundäre Emission steigt mit

wachsender Gitterspannung. Daß der Anodenstrom nicht negativ wird, liegt an der Dimensionierung der Röhre. Entgegen **Hull** zeigt die Messung auch, daß bei Anodenspannung Null schon ein merklicher Anodenstrom fließt. Fig. 3 zeigt Anodenstrom Ja und Emissions-

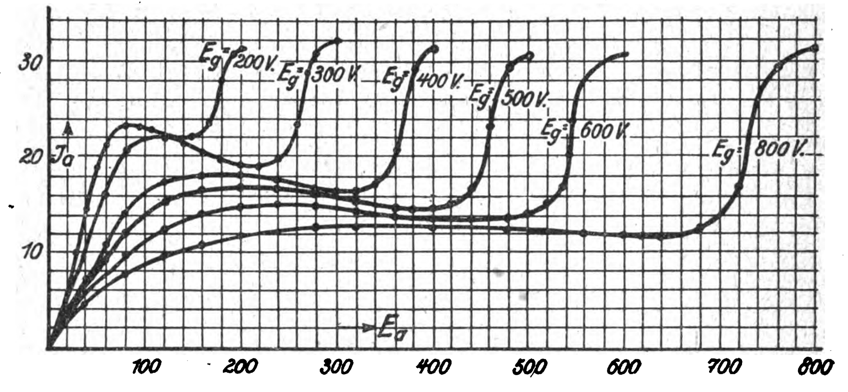


Fig. 2. Röhrencharakteristik mit Sekundäremission.

strom Je für $Ea = 0$ als Funktion von Eg. Bei $Ea = 0$ beeinflußt also die Gitterspannung wesentlich das Verhältnis Je/Ja.

Der von sekundärer Emission unbeeinflußte Verlauf von $Ja = f(Ea)$ für $Eg =$ const. wird nun aus theoretischen Überlegungen abgeleitet.

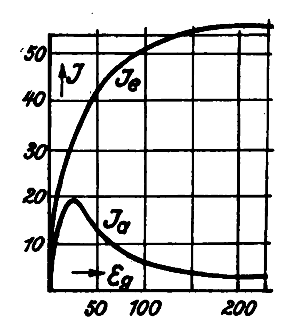


Fig. 3. Anoden- und Emissionsstrom bei $\varepsilon_a = 0$.

Ohne Raumladung wäre die Gegenwart des Gitterpotentiales ohne beschleunigenden Einfluß auf die Geschwindigkeit der Elektronen und sämtliche Elektronen müßten an die Anode gelangen, sowie diese ein positives Potential gegen die Kathode hat. Ist zwischen Glühdraht und Gitter ein Gebiet negativer Raumladung, so tritt bei gegebener

Gitterspannung Sättigungsstrom erst ein, wenn die Bremswirkung der Raumladung durch eine zusätzliche Anodenspannung überwunden wird. Unter Berücksichtigung der Maxwellschen Verteilung der Austrittsgeschwindigkeiten wird eine Gleichung für Ja als Funktion von Eg und Ea aufgestellt, deren graphische Integration die theoretische Darstellung der primären Charakteristik ermöglicht. Hiernach müßte allerdings für $Ea = 0$ das Gitterpotential ohne Einfluß auf Ja sein. Dies scheint der Fig. 3 zu widersprechen. Es überlagern sich hier zwei weitere Effekte. Bei sehr kleiner Gitterspannung emittiert der Glühdraht mehr Elektronen als nach dem Langmuirschen Gesetz als Sättigungsstrom aufgenommen werden können, die dadurch erhöhte Raumladung übt eine bremsende Wirkung aus, die mit steigendem Gitterpotential abnimmt. Daß Ja (Fig. 3) nach einem Maximum wieder abnimmt, rührt von der Zylinderbegrenzung des Gitters her, durch welche eine mit der Gitterspannung wachsende radiale Ablenkung der Elektronen erfolgt.

Obige Überlegungen bilden die Grundlage um durch Extrapolation der Primäreffekte aus den Beobachtungen auf die Sekundäreffekte zu schließen. Aus Anodenstrom-Kurvenscharen, welche mit $Ea/Eg =$ const. als Parameter abhängig von Eg aufgenommen sind, wird nachgewiesen, daß die Elektronen der sekundären Emission eine negative Raumladungssphäre zwischen Anode und Gitter durchlaufen müssen, zu deren Überwindung eine genügende Potentialdifferenz $Eg - Ea$ vorhanden sein muß bis sekundärer Sättigungsstrom fließt. Ist dies der Fall, so ist die Sekundäremission direkt proportional der Primäremission. Nach dem Minimum der Dynatroncharakteristik (Fig. 2) (Maximum der Sekundäremission) steigt die Anodenstromkurve mehr oder weniger steil an. Dies bedeutet plötzlichen Rückgang der Sekundäremission, der daraus zu erklären ist, daß bei kleiner Spannungsdifferenz $Eg - Ea$ das elektrostatische Feld zwischen Anode und Gitter nicht mehr stark genug ist, die für den Austritt sekundärer Elektronen erforderliche Arbeit zu leisten. Die Größe der sekundären Emission hängt vor allem von dem Potentialgradienten zwischen Gitter und Anode ab. Um diesen zu erhöhen, trotzdem aber zur Erhaltung der primären Elektronengeschwindigkeit ein hohes Anodenpotential beibehalten zu können, wird eine sekundäre Anode angebracht, welche als Ring das Gitter konzentrisch umgibt und auf höheres Potential gebracht wird als dieses. An Hand von aufgenommenen Charakteristiken wird gezeigt, daß hierdurch die sekundäre Emission gesteigert werden kann. Dabei muß der Abstand der Primäranode vom Gitter klein sein, da

sonst die Primäremission zu sehr durch die Sekundäranode unmittelbar beeinflußt wird.

Zum Schluß werden noch einige Richtlinien zum zweckmäßigen Bau von Sekundärstrahlenröhren für technische Verwendung als Hochfrequenzerzeuger angegeben.

Eine große Anzahl verwirrender Druckfehler beeinträchtigt leider die besprochene Veröffentlichung. Wilhelm Fischer.

A. Koerts, Über Störungsfreiheit der Empfänger der drahtlosen Telegraphie.[1]) Es wird die Störungsfreiheit von verschiedenen Empfangssystemen, d. h. das Verhältnis der Signalenergie zur Störungsenergie, berechnet mit Hilfe der komplexen Integrationsmethode. Es wird die Störung als Fourierintegral dargestellt, somit werden auch die Ströme und Spannungen als Fourierintegrale gefunden, die mittels der Theorie der Residue ausgewertet werden. Durch die gewählte Darstellung der Störung, wird diese gewissermaßen als ein kontinuierliches Wellenspektrum aufgefaßt. Daraus erklärt sich die mehrmals beobachtete Erscheinung, daß die Störungsintensität die nämlichen täglichen Intensitätsschwankungen zeigt wie die Signale, weil es sich herausstellt, daß für die Intensität der Störung diejenigen Komponenten des „Spektrums" maßgebend sind, deren Frequenz in der unmittelbaren Nähe der Resonanzfrequenz des verwendeten Empfängers liegt. Gleichfalls ergibt sich, daß nur Richtungsempfang und Vergrößerung der Abstimmschärfe die Störungsfreiheit verbessern können. Im besonderen wird gezeigt, daß die Störungsfreiheit nur bedingt wird von der Form der Eigenschwingung, der Richtfähigkeit und gegebenenfalls vom umgebenden Medium. Die Vergrößerung der Abstimmschärfe wird am besten dadurch erreicht, daß man mehrere gleichen Kreise extrem lose koppelt. Sobald zwei oder mehr Kreise verschieden sind wird die Störungsfreiheit kleiner. Bei Zugrundelegung einer aperiodischen Störungswelle von der Form

$$e^{-qt} (q > 0)$$

ist, wenn

$$\delta \text{ und } \omega$$

Dämpfungskonstante und Kreisfrequenz der Eigenschwingung des Empfängers sind, die Störungsfreiheit eines einzelnen Kreises

$$S_1 \sim \frac{q^2 + \omega^2}{2\delta}$$

1) Auszug aus einer Doktordissertation, Utrecht, Holland, 1922.

in der Annahme

$$q \gg \delta, \quad \omega \gg \delta$$

Bei n gleichen, extrem lose gekoppelten Kreisen ist die Störungsfreiheit S_n

$$S_n = \frac{2^{2n-2}(n-1)!^2}{(2n-2)!} S_1$$

Für $n = 2$ (gekoppelter Empfänger) ist also, im günstigsten Falle

$$S_2 = 2 S_1 .$$

Die zu erreichende Verbesserung wird mit jedem folgenden Kreise geringer und die Vergrößerung der Abstimmschärfe kann keine befriedigende Lösung des Problems erbringen, wenn auch durch geeigneten Bau des Empfängers eine wesentliche Verbesserung möglich ist.

Von den richtungsfähigen Empfangssystemen werden hauptsächlich die einseitigen Richtungsempfänger und diejenigen Systeme besprochen, die aus einer Reihe von in gegenseitig gleichen Abständen, senkrecht zur oder in der Signalrichtung angeordneten Antennen oder Rahmen bestehen.

Es wird die Richtfähigkeit gemessen durch den Richtungsfaktor, der definiert wird durch die Gleichung

$$R = \frac{\int_0^{2\pi} J_{(0)}{}^2 \, d\varphi}{\int_0^{2\pi} J(\varphi)^2 \, d\varphi} = \frac{2\pi J_{(0)}{}^2}{\int_0^{2\pi} J(\varphi)^2 \, d\varphi} .$$

$J(\varphi)$ ist die Stromstärke im Empfänger beim Eintreffen einer Welle aus der Richtung φ; $\varphi = 0$ ist die Signalrichtung.

Der Maximumwert des Richtungsfaktors für den einseitigen Empfänger, der im übrigen gerade für diesen Fall nur eine beschränkte Bedeutung hat ist 3, während derselbe für eine vertikale Antenne 1 ist und für einen Rahmen 2.

Bei n gleichen Rahmen im gegenseitigen Abstande $d = \frac{c x}{\omega}$ senkrecht zur Signalrichtung angeordnet ist der Richtungsfaktor R_n gegeben durch die Gleichung:

$$R_n = \frac{2 n^2}{n + 2 \sum_{k=1}^{n-1} (n-k) \{J_0(kx) + J_2(kx)\}}$$

J_0 und J_2 sind **Besselsche** Funktionen.

Für vertikale Antennen, oder Kombinationen von einer vertikalen Antenne mit einem Rahmen lassen sich in ähnlicher Weise die Richtungsfaktoren bestimmen.

Zusammenfassend wird gesagt, daß durch geeignete Berücksichtigung der örtlichen Verhältnisse bei der Wahl des Empfangssystemes eine bedeutende Verbesserung der Störungsverhältnisse möglich sein muß. Zunächst sind aber viele systematischen experimentellen Untersuchungen erforderlich.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Hochfrequenzerzeugung.

Hochfrequenzmaschinen.

D. R. P. 368100. Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin. Patentiert vom 23. 5. 22 ab, ausgegeben am 31. 1. 23. Dreiphasiger Hochfrequenzgenerator der Gleichpoltype. Im induzierten Teil sind die

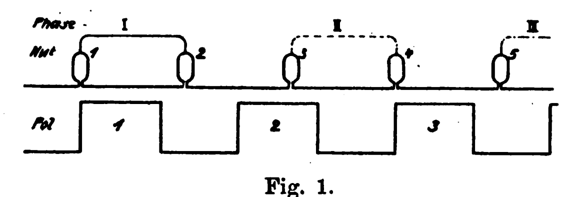


Fig. 1.

aufeinanderfolgenden Phasen angehörenden Wicklungsteile ungekreuzt in Abständen von $^2/_3$ oder einen nicht durch drei teilbaren Vielfachen von $^2/_3$ der Polteilung nebeneinander angeordnet. In Fig. 1 ist eine

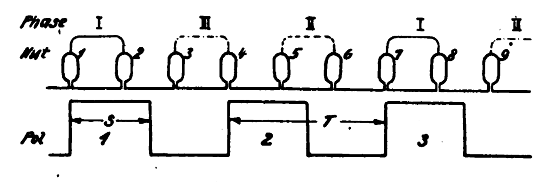


Fig. 2.

Wicklung dargestellt, bei der die Spulenweite gleich $^2/_3$ der Polteilung ist, in Fig. 2 eine Wicklung mit einer Spulenweite gleich $^1/_3$ der Polteilung. Bei dieser Wicklung und der üblichen Ausführung des

Induktors, bei welcher die Stärke s des Zahnes gleich oder etwas kleiner als die Hälfte der Polteilung τ ist, wird die Spulenweite kleiner als die Zahnstärke des Induktors. Dadurch erhält die indu-

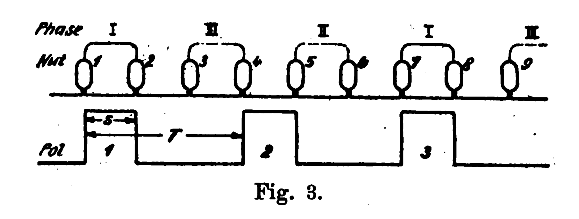


Fig. 3.

zierte elektromotorische Kraft eine ungünstige, stark von der Sinusform abweichende Kurvenform. Günstiger wird die Kurvenform, wenn die Polstärke s nur ein Drittel der Polteilung oder weniger beträgt

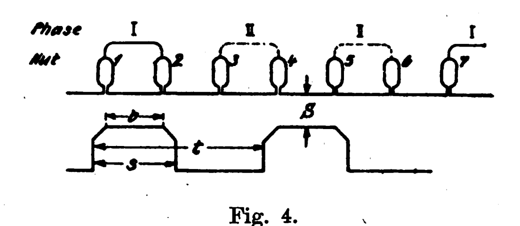


Fig. 4.

(Fig. 3). Weiter verbessert wird die Kurvenform dadurch, daß man den Pol ähnlich wie in Fig. 4 ausbildet. Der Teil des Polbogens, in welchem der Luftspalt zwischen feststehenden und umlaufenden Teil des Generators konstant oder nahezu konstant ist, wird höchstens gleich der Spulenweite im induzierten Teil gemacht, während der Pol in der Pollücke auf beiden Seiten unter erheblicher Vergrößerung des Luftspaltes verbreitert wird. Die gesamte Polstärke soll dabei nicht größer als $^1/_2\,\tau$ sein. Erfinder: Ernst Frank in Charlottenburg.

D. R. P. 368099. Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin. Patentiert vom 28. 9. 21 ab, ausgegeben am 31. 1. 23. Gekoppelter Hochfrequenzgenerator der Gleichpol-Induktortype. Durch im mittleren Teile des Rotorumfanges angebrachte Ventilationsflügel wird Kühlluft angesaugt, die von beiden Seiten in zentrisch kegelstumpfförmige Aushöhlungen des Rotors eintritt, dann in achsialen und radialen Kanälen im Innern derselben verläuft und endlich von den Ventilationsflügeln zwecks Umspülung der Erregerwicklung durch radiale Kanäle des Stators ins Freie gelangt. Das Gehäuse des Generators ist in der

Mittelebene oder in deren Nähe normal zur Achse geteilt, um die ringförmige Erregerspule möglichst freiliegend und von Luft umspült aufnehmen zu können. Erfinder: Ernst Märker in Berlin-Charlottenburg und Paul Rohde in Berlin-Waidmannslust.

D. R. P. 369 623. Joseph Béthenod in Paris. Patentiert vom 27. 3. 21 ab, ausgegeben am 22. 2. 23. Unionspriorität 15. 3. und 30. 7. 18, Frankreich. Bei einer Anordnung mit indirekter Kopplung der Antenne mit einem Hochfrequenzwechselstromerzeuger mit unterteilter Wicklung, der unmittelbar die Frequenz der von der Antenne ausgesandten Wellen liefert, sind die einzelnen Ankerwicklungen des Wechselstromerzeugers entsprechend mit den Primärwicklungen von Einzeltransformatoren mit Eisen oder kein Eisen enthaltenden, aber völlig unabhängigen magnetischen Kreisen verbunden, deren Sekundärwicklungen zur Speisung der Antenne in Reihe oder parallel geschaltet sind. Bezweckt wird hiermit, durch die völlig gleichmäßige Verteilung der Belastung auf die Einzelwicklungen des Wechselstromerzeugers deren Isolation zu erleichtern. Als gemeinsame Sekundärwicklung der Einzeltransformatoren dient ein Kupferstab oder ein Kupferrohr, auf dem ringförmige nach Art eines Grammeschen Ringes mit der Primärwicklung bewickelte Eisenkerne angeordnet sind. Die einzelnen Ankerwicklungen des Wechselstromerzeugers und die Primärwicklungen der Einzeltransformatoren sind einander abwechselnd in Reihe geschaltet. Die Mittelpunkte der verschiedenen Einzelwicklungen des Wechselstromerzeugers sowie diejenigen der entsprechenden Primärwicklungen der Einzeltransformatoren sind geerdet.

D. R. P. 368 227. C. Lorenz Akt. Ges. in Berlin-Tempelhof und Dr. Felix Gerth in Berlin. Patentiert vom 29. 5. 21 ab, ausgegeben am 1. 2. 23. Verfahren und Schaltungsanordnung zur Tourenregelung von Maschinen, insbesondere Hochfrequenzmaschinen. Die zu steuernde Maschine, insbesondere Hochfrequenzmaschine (H in Fig. 5) ist mit einer Mittel- oder Niederfrequenzmaschine (T) mechanisch gekoppelt, die mit einem abgestimmten Schwingungskreis (S, L, C) elektrisch verbunden ist. Der Schwingungskreis der Mittel- oder Niederfrequenzmaschine steht mit einem Regler (R) in Verbindung, der mit den Regulierorganen (W) des Antriebsmotors (M) verbunden ist.

D. R. P. 374 560. Dr. Walter Dornig in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 13. 10. 21 ab, ausgegeben am 25. 4. 23. Tourenregulierung von Elektromotoren, besonders für Hochfrequenzumformer der drahtlosen Technik. Das Wesen besteht darin, daß mehrere durch verschiedene Zentrifugalgewichte direkt betätigte Kontakte zwecks stufenweiser Ein-

schaltung von Korrektionswiderständen angeordnet werden. Es können auch mehrere Zentrifugalgewichte oder mehrere Gruppen davon derart angeordnet werden, daß verschiedene Tourenzahlen eingestellt werden können.

D. R. P. 374561. Dr. Walter Dornig in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 10. 11. 21 ab. Ausgegeben am 25. 4. 23. Tourenregulierung

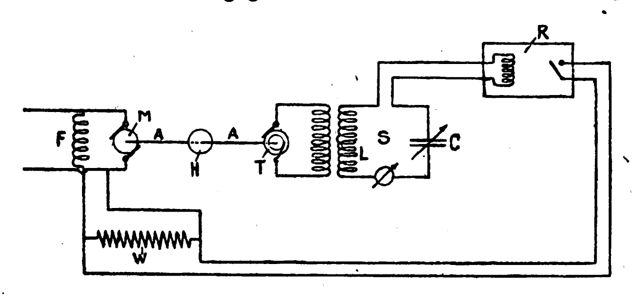


Fig. 5.

für Hochfrequenzumformer, besonders für drahtlose Technik. Durch Zentrifugalkraft wird der Luftspalt eines Elektrizitätserzeugers und damit die Leistung verändert zum Zwecke der Beeinflussung der Motordrehzahl. Die Anordnung kann auch so getroffen werden, daß durch Zentrifugalkraft der Lnftspalt von zwei Elektrizitätserzeugern durch ein Schlußstück entgegengesetzt verändert wird. Um die Leistungsdifferenz der Elektrizitätserzeuger bei Tourenänderung und damit die Einwirkung auf den Motor zu vergrößern, sollen die Elektrizitätserzeuger abgestimmt werden.

Röhrengeneratoren.

D. R. P. 371033. Johannes Nienhold in Berlin. Zusatz zu D. R. P. 341462, siehe Jahrb. **19**, S. 78. Patentiert vom 18. 9. 20 ab, ausgegeben am 10. 3. 23. Die Röhrenstrecke zwischen Anode (*A* in Fig. 6) und Sieb (*S*) gemäß dem Hauptpatent 341462 ist in einen Schwingungskreis (C_1 L_1) eingeschaltet und die die Elektronen spendende Entladung kommt in der anliegenden Strecke zwischen dem Sieb (*S*) und einer Glühkathode (*K*) zustande.

D. R. P. 369708. Bell Telephone Manufacturing Company, Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert vom 25. 1. 20 ab, ausgegeben am 22. 2. 23. Unionspriorität 4. 6. 17, V. St. A. Parallel zur Röhre (4 in Fig. 7) liegt ein Schwingungskreis (18, 19) geringer Impedanz, wobei der Anodenbatterie ein hoher Widerstand (13) vor-

geschaltet ist. Im Röhrenzweig ist ein Schwingungskreis (6, 7) angeordnet, der mit dem Gitter der Röhre in Rückkopplung steht. Die Oberwellen werden durch angelegte Kreise herausfiltriert (siehe Fig. 8).

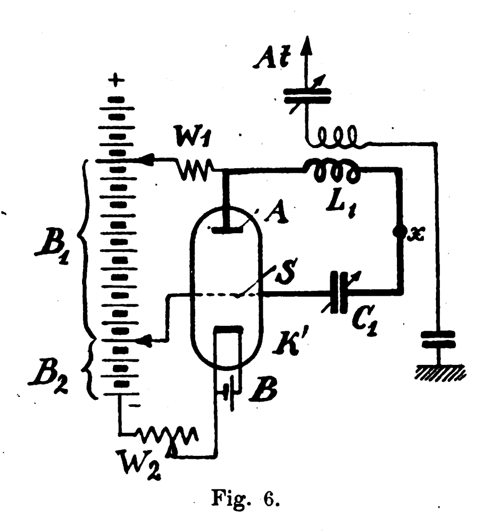


Fig. 6.

D. R. P. 369709. Bell Telephone Manufacturing Company, Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert vom 11. 4. 20 ab, ausgegeben am 22. 2. 23. Unionspriorität 14. 7. 17, V. St. A. Schal-

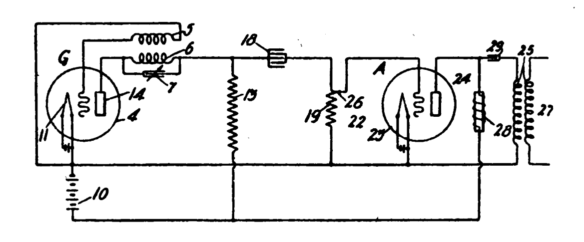


Fig. 7.

tungsanordnung zur Unterdrückung von Schwingungen nicht gewünschter Frequenz, z. B. von Oberschwingungen, bei Röhrengeneratoren. Es werden ein oder mehrere abgestimmte Nebenschlüsse zwischen der vom Röhrengenerator nach dem Nutzkreis verlaufenden Leitung zwecks Ablenkung der Oberschwingungen oder sonstigen Hochfrequenzen vom Nutzkreis verwendet und außerdem ein in Serie mit dieser Leitung

liegender Wiederstand. Hierdurch wird bezweckt, bei den Hochfrequenzen eine hohe Dämpfung in diese Leitung einzuführen, während der Durchgang der Grundwelle ermöglicht ist. Die Nebenschlüsse

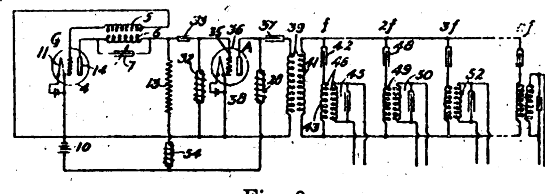


Fig. 8.

sollen eine Anzahl von Kondensatoren enthalten, die an verschiedenen Punkten des Widerstandes abzweigen. Zu den Kondensatoren können Induktanzen im Nebenschluß liegen, um als Antiresonanzkreise für die Grundwelle zu dienen. Letztere Anordnung ist in Fig. 9 dargestellt.

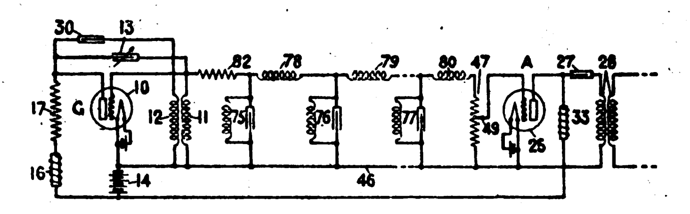


Fig. 9.

D. R. P. 369014. Dr. Gustav Glage in Frankfurt a. M. und Hans Edler in Jena. Patentiert vom 16. 7. 20 ab, ausgegeben am 13. 2. 23. Schaltung zum Betriebe des Zwischenkreis-Röhrensenders oder -Überlagerungsempfängers mit festerer (nicht extrem loser) Kopplung zwischen Zwischen-(Primär-)Kreis und Sekundärkreis. Zum Zwecke des Vermeidens der bei festerer Kopplung auftretenden Oberwellen in dem strahlenden Teil des Senders sind die Dimensionen der Kreise so gewählt, daß bei der zur Einstellung nötigen Variation der mit der Antenne verbundene Kreis immer die langsamere Eigenschwingung hat.

D. R. P. 373853. Dr. Gustav Glage in Frankfurt a. M. und Hans Edler in Jena. Patentiert vom 3. 8. 20 ab, ausgegeben am 16. 4. 23. Schaltung zum Betriebe des Zwischenkreis-Röhrensenders oder Schwebungsempfängers mit Zwischenkreis mit festerer Kopplung zwischen Primär-(Zwischen-)Kreis und Sekundärkeis, wobei in an sich bekannter Weise der Gitterkreis vorwiegend oder allein mit dem Sekundärkreis

gekoppelt ist. Das Wesen besteht darin, daß der Gitterkreis abstimmbar gemacht und in den Bereich der tieferen Koppelwelle eingestellt wird, so daß die tiefere Koppelwelle auftritt, auch wenn die Gitterspule so zu dem Sekundärkreis steht, daß ohne die Abstimmung des Gitterkreises nur die höhere der beiden möglichen Koppelschwingungen entstehen würde.

D. R. P. 369710. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dipl.-Ing. Wladislaus Heller in Berlin. Patentiert vom 18. 7. 18 ab, ausgegeben am 22. 2. 23. Die Elektroden einer Vakuumröhre sind durch ein äußeres Schaltgebilde verbunden, dem ein oder mehrere Schwingungskreise und die Energiequelle zwischen Gitter und Anode und eine zweckmäßig mit Eisen ausgerüstete Drossel zwischen Gitter und Kathode angehören. Fig. 10 zeigt ein Ausführungsbeispiel. Bei Überlagerungs-

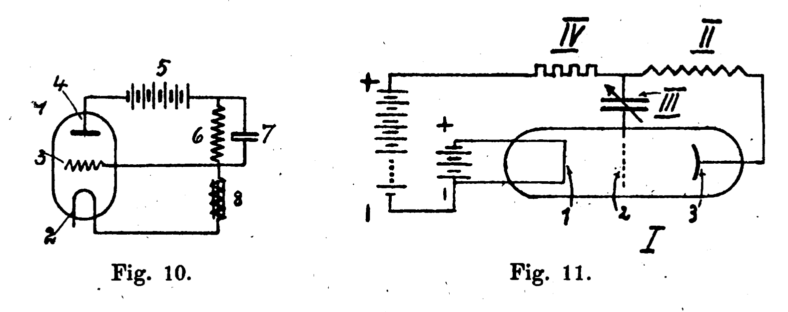


Fig. 10. Fig. 11.

empfang kann als Drossel das Telephon zwischen Gitter und Glühkathode eingeschaltet werden.

D. R. P. 370727. Dipl.-Ing. Walter Haselau in Leipzig. Patentiert vom 25. 11. 19 ab, ausgegeben 6. 3. 23. Ein mit einer Selbstinduktion in Reihe liegender variabler (bei fester Welleneinstellung fester), gleichzeitig als Blockkondensator zur Abschirmung der Anodenspannung vom Gitter dienender Kondensator ist zwischen Gitter und Anode geschaltet. Fig. 11 zeigt ein Ausführungsbeispiel, *I* ist eine Glühkathodenröhre mit Kathode 1, Gitter 2, Anode 3; *II* ist die Induktivität, *III* die Kapazität des Schwingungskreises; die Zuführung der Anodenspannung geschieht über den Widerstand oder die Drossel *IV* an irgendeiner Stelle des Schwingungskreises, jedoch so, daß Verbindung mittels Ohmschen Widerstandes der Anodenbatterie mit der Anode vorhanden ist.

D. R. P. 374562. Société Française Radio-Electrique in Paris. Patentiert vom 31. 3. 21 ab, ausgegeben am 25. 4. 23. Unionspriorität

20. 11. 15, Frankreich. Anordnung zur Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen mittels Glühkathodenröhren. Zur Speisung des Schwingungserzeugers wird Mehrphasenwechselstrom benutzt, wobei zweckmäßig durch jede Phase des Wechselstroms die Anode einer Glühkathodenröhre gespeist wird und die Anodenkreise sämtlicher Glühkathodenröhren auf einen gemeinsamen Schwingungskreis einwirken. Fig. 12 zeigt diese Schaltung.

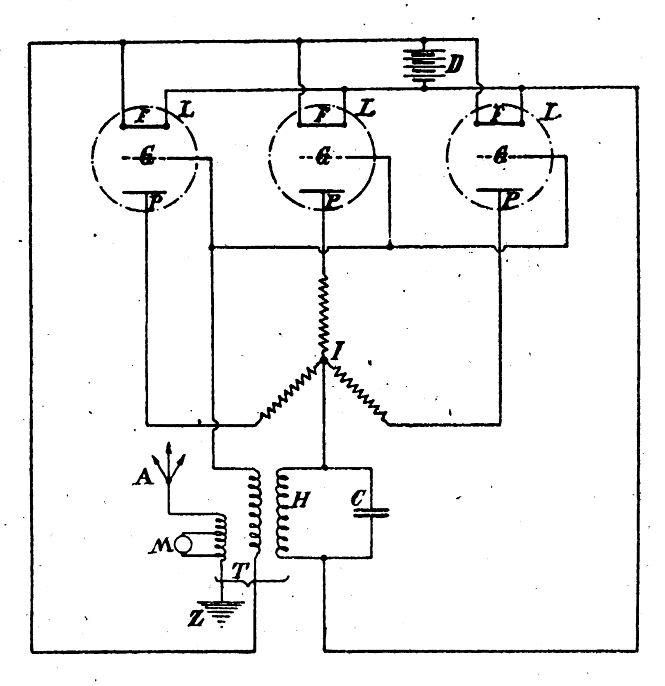


Fig. 12.

D. R. P. 366459. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 10. 9. 19 ab, ausgegeben am 6. 1. 23. Einrichtung zur Erzeugung von Hochfrequenz durch mehrphasigen Wechselstrom und Kathodenröhren. Die höheren harmonischen Wechselströme der Maschinenfrequenz werden dadurch von dem Hochfrequenzschwingungskreis ferngehalten, daß der Maschinenstrom außerhalb des Schwingungskreises zu den Röhren geführt wird, während die hochfrequenten Röhrenströme in an sich bekannter Weise über Kondensatoren dem Schwingungskreis zugeführt werden. Fig. 13 zeigt diese Anordnung; der Mittelpunkt der Mehrphasenquelle (M) ist direkt mit

den Kathoden (K) verbunden, während die hochfrequenten Ströme durch die in Stern geschalteten Kondensatoren (K) dem Schwingungskreis zugeführt werden. Die Kondensatoren K sollen so bemessen werden, daß sie die Grundwelle der Quelle M wesentlich verstärken, dagegen die höheren Harmonischen der Quelle bzw. der pulsierenden Gleichstromspannung wesentlich schwächen.

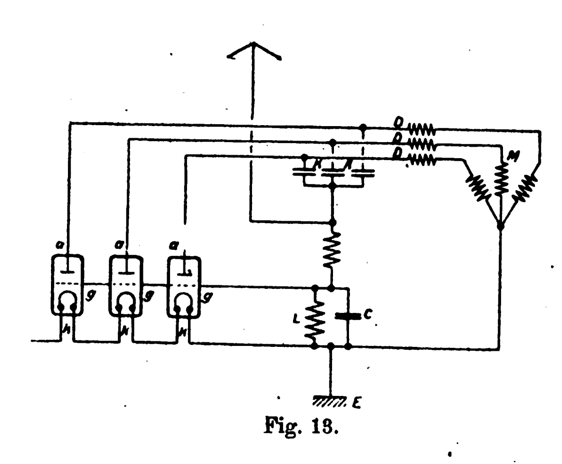


Fig. 13.

D. R. P. 370726. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Zusatz zu D. R. P. 361763, siehe Jahrb. **21**, S. 49. Patentiert vom 18. 6. 19 ab, ausgegeben am 6. 3. 23. Parallelschaltung von Kathodenröhrensendern. Der allen Röhren gemeinsame Schwingungskreis ist von dem Anodenstrom der parallel geschalteten Röhren elektrisch und magnetisch getrennt und wird durch eine besondere Wechselstromquelle erregt.

Lichtbogengeneratoren.

D. R. P. 370729. Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde und C. Lorenz Akt. Ges. in Berlin-Tempelhof. Patentiert vom 21. 1. 21 ab, ausgegeben am 6. 3. 23. Schaltungsanordnung zum Parallelbetrieb von Gleichstrom-Lichtbogen-Generatoren zur Erzeugung hochfrequenter Wechselströme. Sämtliche Generatoren sind durch Transformatoren wechselseitig so gekoppelt, daß beim Zünden eines Lichtbogens auch die anderen Lichtbögen zünden, indem durch den erzeugten Wechselstrom zusätzliche Spannungen auftreten, welche verschwinden, wenn alle Generatoren gleichmäßig arbeiten.

Funkenstrecken.

D. R. P. 369624. Bingwerke, vorm. Gebr. Bing Akt. Ges. in Nürnberg und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Patentiert vom 26. 6. 21 ab, ausgegeben am 22. 2. 23. Funkenstrecke für drahtlose Spielzeugapparate. Die in bekannter Weise sich vollständig oder nahezu vollständig berührenden Elektroden bestehen aus Magnesium, Kadmium oder Cäsium, deren sich an der Luft von selbst bildendes Oxyd die isolierende Zwischenschicht bildet. Zwecks Materialersparnis kann auch ein Magnesiumband verwendet werden, welches die eigentliche Elektrodenfläche gegebenenfalls federnd überzieht.

Schwingungserzeugung durch Stoßerregung.

D. R. P. 372998 C. Lorenz Akt. Ges. in Berlin-Tempelhof und Aage S. M. Sörensen in Berlin-Lichterfelde. Patentiert vom 10. 3. 21 ab, ausgegeben am 6. 4. 23. Verfahren zur Erzeugung hochfrequenter Ströme durch stoßweise Erregung mittels Primärsystems mit verzerrter Stromkurve. Auf der Primärseite wird Drehstrom oder mehrphasiger Wechselstrom verwendet, bei welchem in allen Phasen die gleiche Verzerrung hervorgerufen wird und dadurch mehrere Stöße pro Periode entstehen, so daß mit hohem Wirkungsgrad hohe Vielfache der Grundfrequenz im Sekundärsystem erzeugt werden.

D. R. P. 369711. Erich Habann in Berlin. Patentiert vom 19. 11. 20 ab, ausgegeben am 22. 2. 23. Mit Hilfe eines kontinuierlichen Luftstromes wird ein akustisches System (Pfeife, Zungenpfeife, Sirene o. dgl.) derart in Schwingungen versetzt, daß es Luftwellen von einer Frequenz über 4000 erzeugt. Diese Luftwellen werden dann auf einen schwingungsfähigen Körper (Plattenmikrophon, Flammenmikrophon, Zunge o. dgl.) zur Einwirkung gebracht, der so bemessen ist, daß er der Frequenz der Luftwellen zu folgen vermag und seinerseits elektrische, zum Anstoßen eines elektrischen Schwingungskreises geeignete Zustandsänderungen hervorruft. Als akustisches System soll eine Galtonpfeife benutzt werden; für Mehrfachverkehr können auch gleichzeitig mehrere Frequenzen mit Hilfe einer Sirene erzeugt werden, deren Scheibe konzentrische Lochreihen besitzt, wobei jeder Lochreihe eine entsprechende Serie von Mikrophonen zugeordnet ist.

D. R. P. 370728. Erich Habann in Berlin. Zusatz zu vorstehendem D. R. P. 369711. Patentiert vom 16. 4. 21 ab. Ausgegeben am 6. 3. 23. Gemäß diesem Zusatzpatent soll der durch die akustisch erzeugten Luftwellen beeinflußte schwingungsfähige Körper aus einem mikrophonartigen Hochfrequenzunterbrecher bestehen, der so gebaut

ist, daß er auf Niederfrequenz gar nicht oder nur unwesentlich anspricht, auf Hochfrequenz jedoch reagiert. Zu diesem Zwecke soll die Membran des Hochfrequenzunterbrechers eine Dicke von $^{5}/_{100}$ bis $^{1}/_{100}$ mm und einen Durchmesser von 4 bis 20 mm besitzen und der Kontaktstift fest eingespannt sein.

Briefe an die Schriftleitung.

(Der Abdruck zur Veröffentlichung eingesandter Briefe erfolgt ohne Verbindlichkeit der Schriftleitung.)

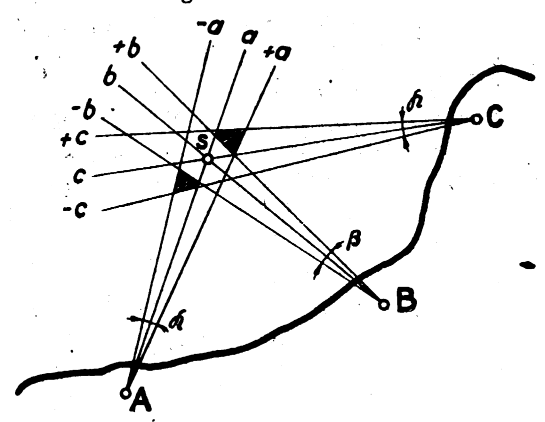
Betr.: Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, Band 21, Heft 4, E. Stenzel, Über das Fehlerdreieck bei F.-T.-Peilungen.

In der Arbeit heißt es:

„Um den Ort eines in Fahrt befindlichen Schiffes funkentelegraphisch zu bestimmen, bedient man sich im allgemeinen dreier Peilstationen (z. B. List, Borkum, Nordholz). Infolge der Ungenauigkeit jeder Peilung werden sich die drei durch Peilungen festgelegten Richtungen nicht in einem Punkte treffen, sondern es entsteht ein Dreieck, das sogenannte Fehlerdreieck.“ Und es wird eine Methode entwickelt, den wahren Schiffsort innerhalb dieses Fehlerdreiecks zu bestimmen.

Dabei wird ganz außer acht gelassen, daß bei F.-T.-Peilungen der wahre Schiffsort sehr oft außerhalb des erhaltenen Fehlerdreiecks liegt.

Eine einfache Zeichnung soll dies erläutern.



Es seien A, B und C die Peilstationen, S der wahre Schiffsort und a, b und c die fehlerfreien Peilstrahlen, die sich im Schiffsort schneiden.

Die bei der Peilung möglichen Fehler sollen durch die Winkel α β und γ und die Strahlen $+a-a$, $+b-b$, $+c-c$ angenommen werden. Es ist dann aus der Zeichnung ohne weiteres zu ersehen, daß die aus den Strahlen $+a+b$ und $+c$ und aus den Strahlen $-a-b$ und $-c$ gebildeten und bei den praktischen F.-T.-Peilungen auch möglichen Fehlerdreiecke den wahren Schiffsort nicht umschließen. Für solche Fälle nnd damit auch für den gesamten F.-T.-Peildienst ist die Arbeit Stenzel keine wirksame Hilfe. Sie bleibt allerdings die sehr elegante Lösung für ein vorgegebenes mathematisches Problem. Vielleicht nimmt Herr Stenzel zu diesen Ausführungen Stellung.

Edm. Müllner.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 22. August 1923. Heft 2.

Inhalt.

Manuskripte für das *Jahrbuch*, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper*, *Berlin-Friedenau*, *Trägerstr. 21*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn Berlin W. 10*, *Genthinerstraße 39*, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über die Herstellung kleiner Wechselspannungen von bekannter Amplitude.

Von **H. G. Möller** und **E. Schrader.**

Zur Untersuchung von Verstärkern und Empfangsapparaturen braucht man vielfach schwache Wechselspannungen von bekannter Amplitude. Diese können entweder durch Spannungsteilung oder durch induktive Kopplung hergestellt werden. Die Spannungsteilung hat den Vorteil, daß sie mit Gleichstrom geeicht werden kann, während der „Zweispulenapparat" (2 Kopplungsspulen) mit Wechselstrom durchgemessen werden muß. Dafür hat aber die Spannungsteilerschaltung den großen Nachteil, daß die mit ihr ausgeführten Messungen durch unkontrollierbare Kapazitätsströme oft sehr stark gefälscht werden, während beim Zweispulenapparat Störungen durch Ladungsströme fast vollkommen wegfallen. Daher sollte man den „Zweispulenapparat" prinzipiell der Spannungsteilerschaltung vorziehen, und die etwas unbequeme Eichung mit Wechselstrom in Kauf nehmen.

Um die Überlegenheit des Zweispulenapparates nachzuweisen, soll zunächst der Einfluß der Kapazitätsströme besprochen werden. Dann soll eine bequeme und exakte Methode zur Eichung des Zweispulenapparates bis zu sehr kleinen Wechselspannungen (losen Kopplungen) hin mitgeteilt, und schließlich gezeigt werden, daß der mit Niederfrequenz geeichte „Zweispulenapparat" ohne weiteres auch für Hochfrequenzmessungen benutzbar ist; man muß dann nur eine einfache Korrektur anbringen, die von vornherein quantitativ berechnet werden kann.

1. Über Störungen durch Kapazitätsströme, erläutert an drei Beispielen.

Es soll ein Röhrenvoltmeter geeicht, und zu diesem Zwecke eine Wechselspannung von $^1/_2$ Volt hergestellt werden. Die Frequenz sei $\omega = 2\pi\nu = 10^6/\mathrm{sec}$.

1. Beispiel. Hierzu diene zunächst die ungünstige Schaltung Fig. 1. Die gewünschte Wechselspannung von $^1/_2$ Volt Amplitude wird als Ohmscher Spannungsabfall über dem Meßwiderstand Rm. von 1 Ohm durch einen im Amperemeter A gemessenen Strom $\mathfrak{J}$ von $^1/_2$ Amp. Amplitude erzeugt. Die Kapazitäten zwischen dem Tisch und den Apparaturen kann man sich angenähert in der Mitte der Anodenbatterien konzentriert denken. Wir wollen die Größe der beiden „Erd-

kapazitäten“ C_{E_1} und C_{E_2} zu je 100 cm (im elektrostatischen Maßsystem) annehmen und den Ohmschen Widerstand der Tischplatte zu $R = 10000$ Ohm abschätzen. Die Spannungsamplitude zwischen den Punkten 1 und 2 bzw. 2′ des Generatorschwingungskreises sei 200 Volt.

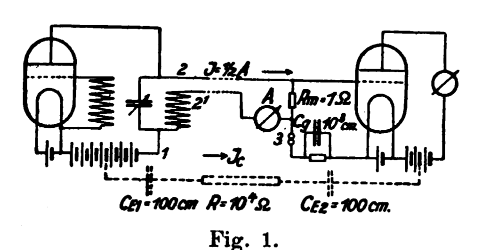


Fig. 1.

Der Kondensator Cg des Audionvoltmeters sei wie üblich 1000 cm. Der von Punkt 1 über C_{E_1}, R, C_{E_2} und Cg fließende Ladungsstrom $\mathfrak{J}_c$ hat dann die Amplitude:

$$\mathfrak{J}_c = \frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2}\left(\frac{1}{C_{E_1}} + \frac{1}{C_{E_2}} + \frac{1}{C_g}\right)^2}}$$

$$= \frac{200 \text{ Volt}}{\sqrt{10000^2 + \frac{1}{10^{12}}\left(\frac{1}{100 \cdot 10^{-12}} + \frac{1}{100 \cdot 10^{-12}} + \frac{1}{1000 \cdot 10^{-12}}\right)^2 \Omega^2}}$$

$$\approx \frac{200 \text{ Volt}}{\sqrt{10^8 + 4 \cdot 10^8}\,\Omega} = \frac{200 \text{ Volt}}{10^4 \cdot \sqrt{5}\,\Omega} \approx 0{,}01 \text{ Amp.}$$

Die Gitterspannungsamplitude setzt sich dann zusammen aus dem Spannungsabfall von $^1/_2$ Volt über dem Widerstand Rm und aus dem Spannungsabfall $\delta \mathfrak{E}_g$ über dem Gitterkondensator $C_g \cdot \delta \mathfrak{E}_g$ stellt also den Fehler bei der Messung dar. Er berechnet sich zu

$$\delta \mathfrak{E}_g = \frac{0{,}01 \text{ Amp.}}{\omega\, C_g} = \frac{0{,}01}{10^6 \cdot 10^3 \cdot 10^{-12}} = 10 \text{ Volt}$$

Der Fehler ist 20mal größer als die Spannung von $^1/_2$ Volt, die zur Eichung des Röhrenvoltmeters hergestellt werden sollte. Die Anordnung ist infolge der störenden Wirkung des Kapazitätsstromes völlig unbrauchbar.

Um das Vorhandensein dieser starken Störung der Messung durch den Ladungsstrom $\mathfrak{J}_c$ von vornherein zu erkennen, trenne man die Leitung im Punkte 3 und schließe das Gitter einpolig an. Die Span-

nung von 200 Volt zwischen den Punkten 1 und 2 des Generators wird dann durch die Erdkapazitäten C_{E_1} und C_{E_2} einerseits, und durch die Kapazität $C_{g\varkappa}$ zwischen Gitter und Kathode andererseits geteilt. Der Tischwiderstand R sei bei dieser Abschätzung weggelassen. Die Kapazität $C_{g\varkappa}$ ist bei Verstärkerröhren einschließlich Sockel etwa 20 cm. Die Spannungsteilung erfolgt also etwa in dem Verhältnis $\frac{1/_{50}}{1/_{20}} = \frac{2}{5}$, so daß bei einpoligem Anschluß statt der Spannung 0 Volt, 80 Volt Wechselspannung ans Gitter kommen.

2. Beispiel. Die Hauptfehler der Schaltung Fig. 1 bestehen darin, daß der Meßwiderstand an der Anode angeschlossen ist, also an starker Wechselspannung gegen Erde liegt, und der Gitterkondensator zwischen Meßwiderstand und die kapazitiv geerdete Kathode eingeschaltet ist. Die Schaltung Fig. 2 vermeidet diese Fehler; trotzdem ist sie noch nicht von jeder Störung durch Ladeströme frei.

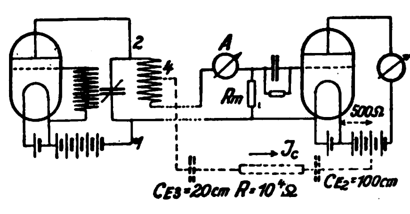


Fig. 2.

Auch die Schwingungskreisspule hat noch eine kleine Kapazität C_{E_3} gegen den Tisch. Wir schätzen sie zu nur 20 cm. Wie im ersten Beispiel soll zwischen den Punkten 1 und 2 des Generators wieder eine Wechselspannung von 200 Volt liegen. Die Mitte der Spule, Punkt 4, in dem wir die Spulenkapazität gegen Erde konzentriert denken können, hat dann gegen Punkt 1 eine Wechselspannung von 100 Volt. Die Amplitude $\mathfrak{J}_c$ des von Punkt 4 über C_{E_3}, R, C_{E_2}, die Hälfte der Anodenbatterie des Röhrenvoltmeters und Punkt 1 fließenden Ladungsstromes ist angenähert

$$\mathfrak{J}_c = \frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{\frac{1}{\omega^2}\left(\frac{1}{C_{E_3}} + \frac{1}{C_{E_2}}\right)^2 + R^2}} \approx \mathfrak{E}\,\omega\, C_{E_3} = 100 \cdot 10^6 \cdot 20 \cdot 10^{-12} = 2 \text{ mA}$$

(R ist wieder der Ohmsche Widerstand der Tischplatte). Der Widerstand einer kleinen Akkumulatorenzelle der Gleichrichterbatterie sei 10 Ohm, dann hat die halbe Batterie 500 Ohm. Zur normalen Anoden-

spannung kommt als Zusatzspannung $\delta \mathfrak{E}_a$, der Spannungsabfall des Ladungsstromes über dem Widerstand der halben Anodenbatterie von 500 Ohm

$$\delta \mathfrak{E}_a = 500 \text{ Ohm} \cdot 2 \text{ mA} = 1 \text{ Volt}$$

Ist der Durchgriff D der Röhre rund 10 %, so entspricht die Anodenzusatzspannung $\delta \mathfrak{E}_a = 1$ Volt einer Gitterzusatzspannung von $\delta \mathfrak{E}_g = D \delta \mathfrak{E}_a = 0{,}1$ Volt. Wenn wir der Einfachheit halber annehmen, $\delta \mathfrak{E}_g$ und die am Meßwiderstand liegende Spannung von 0,5 Volt lägen in Phase, was tatsächlich angenähert erfüllt ist, so erhalten wir, statt 0,5 Volt, 0,6 Volt Steuerspannung. Selbst bei dieser günstigen Schaltung verursacht der Kapazitätsstrom noch immer einen Fehler von 20 %.

Durch Einkapselung des Generators in einen geerdeten Faradaykäfig und geschickte Erdung kann man den Fehler noch weiter herabdrücken. Allzu große Hoffnungen darf man freilich auf Erdungen bei Hochfrequenz nicht setzen, da jeder Erdungsdraht immer noch eine merkliche Selbstinduktion besitzt.

3. Beispiel: Zum Vergleich sei die Fälschung der Angaben des „Zweispulenapparates" durch Ladungsströme abgeschätzt. Dabei seien absichtlich alle in Fig. 1 liegenden Schaltfehler wieder angebracht und der Generator an der denkbar ungünstigsten Stelle 1 geerdet. Fig. 3.

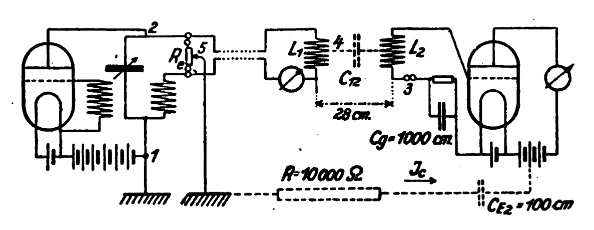


Fig. 3.

Außer durch verhältnismäßig große Erdkapazitäten, die wir jetzt sogar als Kurzschluß ansehen wollen, sind dann der Generator und das Röhrenvoltmeter nur durch die Kapazität C_{12} zwischen den beiden Spulen verbunden. C_{12} denken wir uns in der Mitte, dem Punkt 4 der Kopplungsspule L_1, konzentriert. Zwischen den Punkten 1 und 2 des Röhrengenerators sollen wieder 200 Volt liegen. Punkt 4 teile die gesamte Schwingungskreisinduktivität im Verhältnis $^1/_4 : {}^3/_4$. Die Spannung zwischen den Punkten 1 und 4 wird dann 150 Volt betragen.

Um den Kapazitätsstrom $\mathfrak{J}_c$ abschätzen zu können, muß zunächst die Kapazität C_{12} ermittelt werden. Bei dem von uns benutzten

Zweispulenapparat mußte man, um in L_2 eine induzierte Spannung von 0,5 Volt zu erhalten, die Spulen 28 cm voneinander entfernen. Der Durchmesser der beiden Kopplungsspulen ist, ebenso wie ihre Länge, ca. 8 cm. Um C_{12} angenähert zu berechnen, ersetzen wir die Spulen durch zwei gleichmäßig geladene Kugeln von 4 cm Radius. Fig. 4. Die Kugel 1 besitzt nun eine Kapazität gegen den unend-

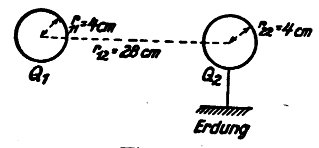


Fig. 4.

lichen Raum (die Zimmerwände) und außerdem noch eine Teilkapazität gegen die zweite Kugel. Die Teilkapazität C_{12} ist dann gleich der Kapazitätserhöhung durch die Anwesenheit der zweiten Kugel. Diese Kapazitätserhöhung wird am größten, wenn die Zimmerwände sehr weit entfernt und die zweite Kugel geerdet ist. Wir berechnen sie für diesen ungünstigsten Fall. Die Ladung der Kugel 1 nennen wir Q_1, die der Kugel 2 Q_2 und drücken zunächst Q_2 und die Spannung E_1 durch Q_1 aus. Die gesuchte Gesamtkapazität der Kugel 1 wird dann Q_1/E_1, die Teilkapazität C_{12}

$$C_{12} = \frac{Q_1}{E_1} - r_{11}$$

(r_{11} = Kapazität der Kugel 1 bei Abwesenheit von 2.)

Zur Berechnung von Q_2 dient uns die Bedingung: Es soll die Spannung der geerdeten Kugel 2, $E_2 = 0$ sein (Bedeutung von r_{11}, r_{12}, r_{22} sind aus Fig. 4 abzulesen). Aus

$$E_2 = 0 = \frac{Q_1}{r_{12}} - \frac{Q_2}{r_{22}}$$

folgt

$$Q_2 = Q_1 \frac{r_{22}}{r_{12}}$$

Für die Spannung der Kugel 1 gegen Erde erhalten wir dann

$$E_1 = \frac{Q_1}{r_{11}} - \frac{Q_2}{r_{12}} = Q_1 \left(\frac{1}{r_{11}} - \frac{r_{22}}{r_{12}^{\,2}} \right) = \frac{Q_1}{r_{11}} \left(1 - \frac{r_{11} v_{22}}{r_{12}^{\,2}} \right)$$

für die Gesamtkapazität

$$C = \frac{Q_1}{E_1} = \frac{r_{11}}{1 - \frac{r_{11} r_{22}}{r_{12}^2}} \approx r_{11} - r_{22}\frac{r_{11}^2}{r_{12}^2} \left(\frac{r_{11} \cdot r_{22}}{r_{12}^2} \ll 1\,!\right)$$

und schließlich für die Teilkapazität

$$C_{12} = r_{22}\frac{r_{11}^2}{r_{12}^2}$$

Setzt man die Zahlenwerte (s. Fig. 4) ein, so erhält man

$$C_{12} = 4\,\frac{4^2}{28^2} = \frac{4}{7^2} \approx 0{,}08 \text{ cm}$$

Nunmehr können wir zur Berechnung des von Punkt 4 (s. Fig. 3), der Mitte der Kopplungsspule L_1, über C_{12}, C_g, C_{E_2}, R nach Punkt 1 fließenden Ladungsstromes $\mathfrak{J}_c$ und des von ihm an C_g hervorgerufenen Spannungsabfalls $\delta\,\mathfrak{E}_g$, des „Fehlers" unserer Messung schreiten. $\mathfrak{J}_c$ wird im wesentlichen nur von dem hohen kapazitiven Widerstand $\frac{1}{\omega\, C_{12}}$ bestimmt.

$\mathfrak{J}_c = \mathfrak{E}\,\omega\, C_{12} = 150 \text{ Volt} \cdot 10^6 \cdot 0{,}08 \cdot 10^{-12} \text{ Farad} = 1{,}2\ \ 10^{-5} \text{ Amp.}$

(1 Farad angenähert gleich 10^{12} cgs gesetzt)

Wählen wir C_g wieder 1000 cm groß, so erhalten wir

$$\delta\,\mathfrak{E}\,g = \frac{1{,}2 \cdot 10^{-5}}{10^6 \cdot 10^3 \cdot 10^{-12}} = 1{,}2 \cdot 10^{-2} \text{ Volt}$$

d. h.: Trotz ungünstigster Schaltung ist der Fehler nur 2,4 %, oder ungefähr nur $^1/_{10}$ des Fehlers der bestmöglichen Spannungsteilerschaltung.

Auch diese geringfügige Störung durch Ladeströme ist durch einpoliges Anschalten noch deutlich zu erkennen. Würde man die Gitterleitung in Punkt 3 trennen, so würde ein Ladestrom von Punkt 4 über C_{12}, die Kapazität zwischen Gitter und Kathode: $C_{g\varkappa}$ und über Erde nach Punkt 1 fließen. Die zwischen 1 und 4 liegende Spannung von 150 Volt wird im Verhältnis C_{12} und $C_{g\varkappa}$ geteilt. $C_{g\varkappa}$ ist bei Verstärkerröhren ungefähr 10 cm, C_{12} hatte den Wert 0,08 cm. Wir erhalten dann für die Gitterspannung

$$\delta\,\mathfrak{E}_g = 150\,\frac{0{,}08}{10} = 1{,}2 \text{ Volt.}$$

Selbst der kleine Fehler von 0,012 Volt bei der Messung wird bei einpoligem Anschluß durch eine 100fache Gitterspannung von 1,2 Volt angezeigt.

Um auch den kleinen Fehler von 0,012 Volt zu beseitigen, empfiehlt es sich, den ganzen Generator, einschließlich Batterien, auf geerdete Bleche zu stellen, die Erdung des Punktes 1 aufzuheben und dafür einen Erdungswiderstand R_e einzubauen. Der Erdungskontakt 5 (s. Fig. 3) ist dann so einzustellen, daß bei einpoligem Anschluß keine Spannung vom Röhrenvoltmeter angezeigt wird. Würde man nicht gleichzeitig die von den anderen Teilen der Sendeapparatur ausgehenden Ladungsströme durch eine geerdete Blechplatte auffangen und ableiten, so wäre die Erdung des Punktes 5 wirkungslos. Eher kann man die Blechplatte als Erde ansehen und den Anschluß an die Wasserleitung fortlassen.

Die bei einpoligem Anschluß auftretende Spannung am Röhrenvoltmeter ist ein sehr empfindliches Reagens auf Kapazitätsströme.

Diese drei Beispiele mögen genügen, um zu zeigen, daß man mit dem Zweispulenapparat auch ohne besondere Vorsichtsmaßregeln eine Sicherheit der Messungen erreicht, die mit Spannungsteilerschaltungen nicht zu erhalten ist.

2. Verfahren zur Eichung loser Kopplungen.

Zur Messung festerer Kopplungen, $k = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}} = 0{,}2 - 0{,}5$ stehen zahlreiche Methoden zur Verfügung.[1]) Besonders handlich ist die Resonanzmethode (Gegen- und Hintereinanderschaltung der beiden Spulen) und die Messung von $\mathfrak{E}_2$ mit einem Elektrometer oder Röhrenvoltmeter und $\mathfrak{E}_1$ mit einem Elektrometer oder $\mathfrak{J}_1$ mit einem Hitzdrahtinstrument. Wendet man diese Verfahren auf sehr lose Kopplungen an, so ergeben sie ungenaue Werte. Bei dem ersten Verfahren wird die Differenz $C_1 - C_2$ so klein gegen die C-Werte selbst, daß ein prozentisch sehr kleiner Fehler in den C-Werten, das Resultat stark beeinflußt. Beim zweiten Verfahren werden die Sekundärspannungen so klein, bzw. die Primärspannungen so groß, daß die Meßbereiche der Elektrometer nicht mehr ausreichen.

Außerordentlich genau arbeitet aber, auch noch bei sehr losen Kopplungen, folgende Nullmethode:

Man wickelt sich aus dünnem Emailledraht eine kleine Spule L_1', bringt sie in die Mitte der Spule L_1 und schaltet sie gegen die Spule L_2 mit einem Verstärker in Reihe (Fig. 5). Nun verschiebt man L_2

1) Siehe Rein-Wirtz, Radiotelegraphisches Praktikum, S. 148 ff., und die Figuren 10, 11, 12 dieser Arbeit.

so lange bis das Telephon des Verstärkers schweigt. Die Stellung von L_2 sei dann durch den Abstand x von Spulenmitte zu Spulenmitte gekennzeichnet. Die in L_2 induzierte Spannung $\mathfrak{E}_2$, $\mathfrak{E}_2 = \omega L_{12} \mathfrak{J}_1$ ist dann der in L_1' induzierten Spannung gleich. Zugleich ist diese

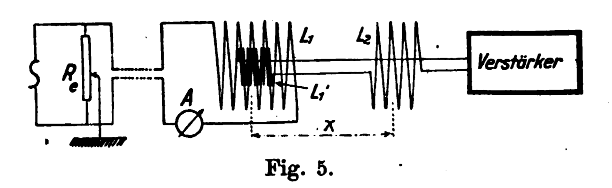


Fig. 5.

Spannung der Windungszahl n der Spule L_1' proportional. Wickelt man nun die Spule L_1' Windung für Windung ab und notiert für jede Windungszahl n die zugehörige Stellung x, so erhält man eine $n - x$-Kurve (Fig. 6), die der gesuchten Eichkurve (L_{12}-x-Kurve)

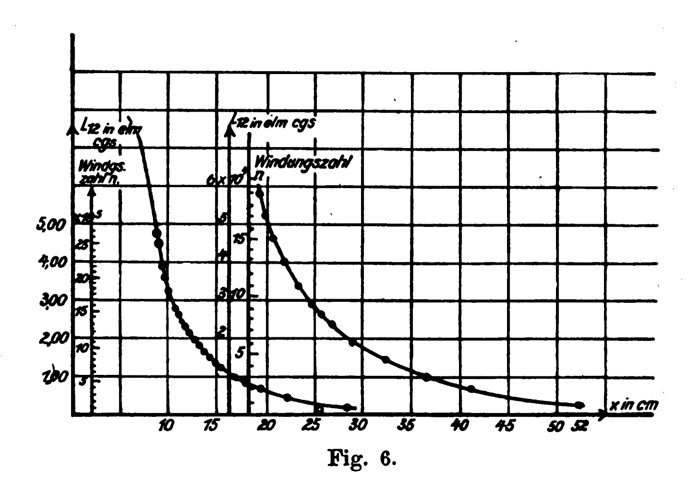


Fig. 6.

proportional ist. Um die Eichkurve selbst zu finden, ist schließlich aus der Messung einer Kopplung nach einer der oben beschriebenen Methoden der Wert in Henry oder cgs zu berechnen, der einer Windung der kleinen Spule L_1' entspricht. Man kann dann aus der $n - x$-Kurve (Fig. 6) auch die L_{12}-Werte selbst ablesen, wenn man sich noch einen zweiten Ordinatenmaßstab anbringt, und diesen in Henry oder cgs einteilt.

Die Einstellung der Spulen ist außerordentlich scharf. Für

$x = 50$ cm ist die Stellung der Spule L_2, in der das Telephon schweigt, noch auf $^1/_{10}$ mm genau zu ermitteln.[1]

Die Fehlerquelle der Methode liegt, neben der Störung durch Ladungsströme, in der Inhomogenität des Magnetfeldes in der Spule L_1. Man sollte daher die Spule L_1' immer kurz wählen und sie in die Mitte von L_1 stellen. Der Fehler ist dann sicher kleiner als die Differenz, die man erhält, wenn man L_1' um die halbe Länge seiner Wicklung verschiebt. Zur Kontrolle der $n - x$, resp. der $L_{12} - x$-Kurve, nehme man sie mit mehreren Spulen L_1' von verschiedenem Durchmesser auf.

Für lose Kopplungen ist L_{12} sehr genau proportional $\frac{1}{x^3}$ (Fig. 7). Um den Zweispulenapparat nicht zu lang (über 1 m) bauen

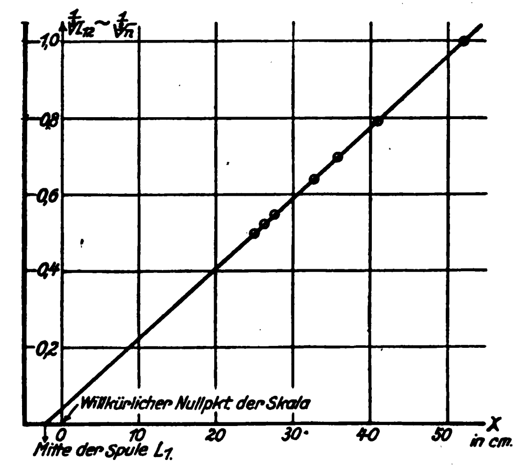


Fig. 7.

zu müssen, empfiehlt es sich, extrem lose Kopplungen durch Drehen der Spule L_2 herzustellen. L_{12} ist dann proportional dem Kosinus des Drehwinkels.

3. Scheinbare Abhängigkeit der Gegeninduktivität von der Frequenz.

Mißt man L_{12} nach irgendeiner der im Abschnitt 2 genannten Methoden, so findet man, daß L_{12} mit der Frequenz ansteigt. Man

1) Bei einer Entfernung der Spulen von 20 cm ist der Einfluß eines Fingerringes und seiner Stellung zwischen den Spulen noch meßbar.

erhält diesen scheinbaren Anstieg auch, wenn man sorgfältig alle zwischen Generator und Meßeinrichtung möglichen Ladungsströme vermieden hat.

Dieser scheinbare Anstieg der Gegeninduktivität mit der Frequenz, läßt sich nicht nur qualitativ erklären, sondern auch quantitativ berechnen, wenn man berücksichtigt, daß die verwendeten Spulen zusammen mit der Spulenkapazität und der Kapazität der angeschalteten Meßinstrumente Schwingungskreise bilden.

Die in Frage kommenden Spulenkapazitäten sind dabei in der üblichen Weise zu messen. Die Kapazität der Spule, der Zuleitungen und des Meßinstrumentes, in Fig. 8 des Röhrenvoltmeters, sei mit C_{s2}

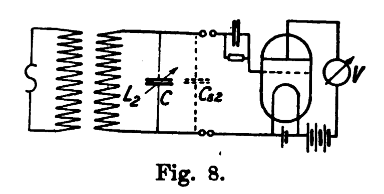


Fig. 8.

bezeichnet. Vereinigt man L_2 und Meßinstrument mit einem Drehkondensator C zu einem Schwingungskreis, und stimmt diesen Kreis durch Einstellen des Kondensators C auf verschiedene Wellenlängen

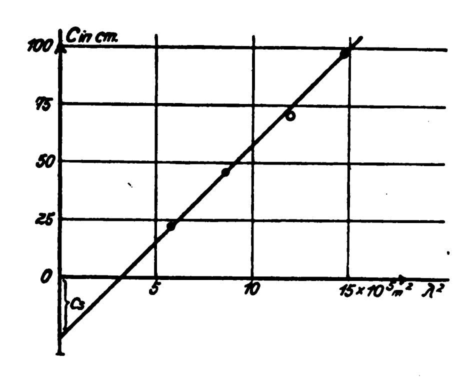


Fig. 9.

ab, so erhält man im $\lambda^2 - C$-Diagramm Fig. 9 eine Gerade, die die C-Achse um das Stück C_s unterhalb des Nullpunktes schneidet ($\lambda^2 = (2\pi)^2 L(C + C_s)$ oder $\lambda^2 \sim C + C_s$). Hat man so die „Spulenkapazität“, einschließlich der Kapazität des Meßinstruments, gemessen,

so kann für die betreffende Frequenz der Korrektionsfaktor für L_{12} berechnet werden.

Die Rechnung sei für die Schaltungen Fig. 10, 11 und 12 durchgeführt und durch Messungen belegt, daß die berechneten Korrekturen

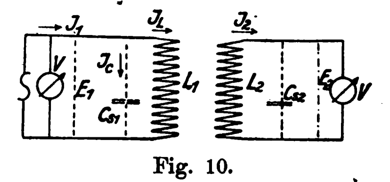


Fig. 10.

tatsächlich die **einzigen** sind, die beim Arbeiten mit dem Zweispulenapparat berücksichtigt werden müssen.

a) Benutzung zweier Voltmeter.

Die „Spulenkapazitäten" sind punktiert in die Fig. 10, 11 u. 12 eingezeichnet. Ohne Berücksichtigung von C_{s2} Fig. 10 würde man erhalten:

$$\mathfrak{E}_1 = j\,\omega\,L_1\,\mathfrak{J}_1\,; \quad \mathfrak{E}_2 = j\,\omega\,L_{12s}\,\mathfrak{J}_1$$

$$L_{12s} = L_1 \frac{\mathfrak{E}_2}{\mathfrak{E}_1}\ ^{1)} \qquad \frac{\mathfrak{E}_2}{\mathfrak{E}_1} = \frac{L_{12s}}{L_1}$$

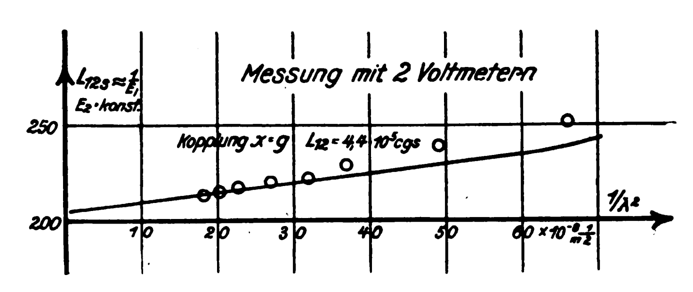


Fig. 10a.

Mit Berücksichtigung von C_{s2} erhält man

$$\mathfrak{E}_1 = j\,\omega\,L_1\,\mathfrak{J}_1$$

wie vorher.

$$\mathfrak{E}_2 = \frac{\mathfrak{J}_2}{j\,\omega\,C_{s2}}, \quad j\,\omega\,L_{12}\,\mathfrak{J}_1 = \left(j\,\omega\,L_2 + \frac{1}{j\,\omega\,C_{s2}}\right)\mathfrak{J}_2$$

1) Der Index s soll andeuten daß L_{12s} nicht die wirkliche, sondern die scheinbare Gegeninduktivität ist.

Eliminiert man $\mathfrak{J}_1$ und $\mathfrak{J}_2$, so erhält man

$$j\,\omega\,L_{12}\,\frac{\mathfrak{E}_1}{j\,\omega\,L_1} = \left(j\,\omega\,L_2 + \frac{1}{j\,\omega\,C_{s2}}\right)\mathfrak{E}_2\,j\,\omega\,C_{s2}$$

oder

$$\mathfrak{E}_1\,\frac{L_{12}}{L_1} = \mathfrak{E}_2\,(1 - \omega^2\,L_2\,C_{s2})$$

oder

$$L_{12} = \frac{\mathfrak{E}_2}{\mathfrak{E}_1}\,L_1\,(1 - \omega^2\,L_2\,C_{s2}) = L_{12s}(1 - \omega^2\,L_2\,C_{s2})$$

oder

$$L_{12s} = \frac{L_{12}}{1 - \omega^2\,L_2\,C_{s2}} \approx L_{12}(1 + \omega^2\,L_2\,C_{s2}) \qquad (1)$$

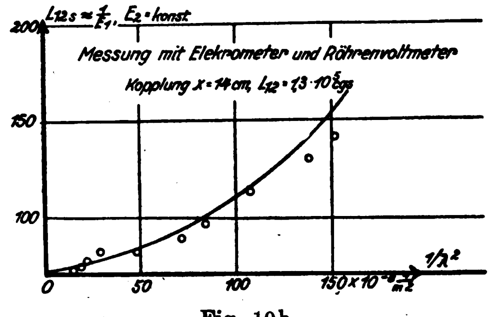


Fig. 10b.

In Fig. 10a u. b sind die Messungen und die nach Formel Nr. 1 berechnete Kurve zum Vergleich eingetragen. Für C_{s2} wurde der in Fig. 9 abgegriffene Wert von 31 cm benutzt. L_2 ist zu $3{,}05 \cdot 10^6$, L_1 zu $4{,}38 \cdot 10^6$ cgs (elektromagnetisches Maßsystem) gemessen.

Streng genommen müßte man noch den Spannungsabfall über dem Ohmschen Widerstand in der ersten Spule und die vom Strom $\mathfrak{J}_2$ rückinduzierte EMK. berücksichtigen, diese Korrekturen liegen aber meist innerhalb der Meßgenauigkeit.

b) Benutzung eines Amperemeters und eines Voltmeters.

Bei der Meßanordnung Fig. 11 muß nun auch die „Spulenkapazität C_{s1} berücksichtigt werden. Man erhält als Ausgangsgleichungen:

$$\mathfrak{J}_1 = \mathfrak{J}_c + \mathfrak{J}_L; \quad j\,\omega\,L_{12}\,\mathfrak{J}_L = \left(j\,\omega\,L_2 + \frac{1}{j\,\omega\,C_{s2}}\right)\mathfrak{J}_2; \quad \mathfrak{E}_2 = \frac{\mathfrak{J}_2}{j\,\omega\,C_{s2}}$$

$$\frac{\mathfrak{J}_c}{j\omega\,C_{s2}} = \mathfrak{J}_L\,j\,\omega\,L_1 \text{ oder } \mathfrak{J}_L = \frac{\mathfrak{J}_c}{-\,\omega^2\,L_1\,C_{s1}} \text{ oder } \mathfrak{J}_L = \frac{\mathfrak{J}_1}{1 - \omega^2\,L_1\,C_{s1}}$$

Durch Elimination von $\mathfrak{J}_c$, $\mathfrak{J}_L$ und $\mathfrak{J}_2$ findet man dann wie oben

$$\mathfrak{E}_2 = \frac{j\,\omega\,L_{12}\,\mathfrak{J}_L}{1-\omega^2 L_2\, C_{s2}} \quad \text{oder} \quad \mathfrak{E}_2 = \frac{j\,\omega\,L_{12}\,\mathfrak{J}_1}{(1-\omega^2 L_2\, C_{s2})(1-\omega^2 L_1\, C_{s1})} \tag{2}$$

Ohne Berücksichtigung der Spulenkapazitäten hätte man erhalten

$$L_{12s} = \frac{\mathfrak{E}_2}{j\,\omega\,\mathfrak{J}_1} \tag{3}$$

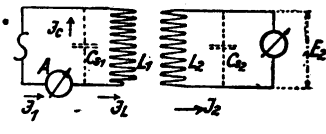


Fig. 11.

Vergleicht man Formel (2) und (3) so erhält man

$$L_{12s} = L_{12}\frac{1}{(1-\omega^2 L_2\, C_{s2})(1-\omega^2 L_1\, C_{s1})} \tag{4}$$
$$\approx L_{12}\,[1+\omega^2 (L_2\, C_{s2} + L_1\, C_{s1})]$$

Die Kurve Fig. 11a ist nach Formel (4) berechnet und die Messungen sind eingezeichnet.

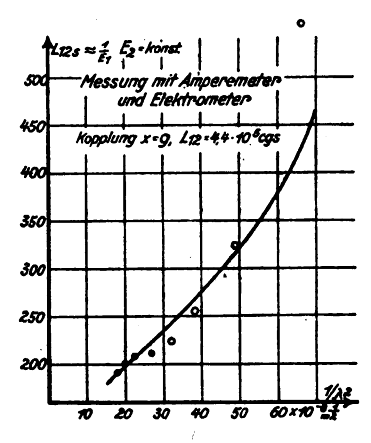


Fig. 11a.

c) Resonanzmethode (Fig. 12).

Wenn C_1 und C_2 die Resonanzwerte des Kondensators C (einschließlich der Kapazität der Leitungen bis zu den Punkten 1 und 2) bei hintereinander und gegeneinander geschalteten Spulen sind, so

findet man ohne Berücksichtigung der Spulenkapazitäten C_{s1} und C_{s2} zur Berechnung von L_{12} folgende beiden Gleichungen:

$$\omega^2 C_1 (L_1 + L_2 + L_{12s}) = 1 \quad \text{und} \quad \omega^2 C_2 (L_1 + L_2 - 2 L_{12s}) = 1$$

aus denen in üblicher Weise

$$4 L_{12s} = \frac{1}{\omega^2 C_1} - \frac{1}{\omega^2 C_2} = \frac{1}{\omega^2} \frac{C_1 - C_2}{C_1 C_2} \tag{5}$$

folgt. Unter Berücksichtigung der Spulenkapazitäten hat man folgende Ausgangsgleichungen zu schreiben:

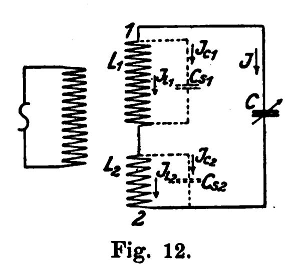


Fig. 12.

Es sei bezeichnet:

Der Strom im Drehkondensator mit $\mathfrak{J}$
der Strom in der Spule L_1 mit $\mathfrak{J}_{L1} = \mathfrak{J}(1 - \alpha_1)$,
der Strom in der Spule L_2 mit $\mathfrak{J}_{L2} = \mathfrak{J}(1 - \alpha_2)$,
in der Kapazität C_{s1} der ersten Spule L_1 mit $\mathfrak{J}_{c1} = \mathfrak{J}\alpha_1$,
in der Kapazität C_{s2} der zweiten Spule L_2 mit $\mathfrak{J}_{c2} = \mathfrak{J}\alpha_2$.
Die vom Generator induzierte Spannung mit $\mathfrak{E}$.

Die Widerstände der Spulen seien wieder vernachlässigt. Die Kirchhoffschen Stromverzweigungsgleichungen ergeben dann

$$\mathfrak{E} = \underbrace{\mathfrak{J}_{L1} j\omega L_1 + \mathfrak{J}_{L2} \cdot j\omega L_{12}}_{\mathfrak{E}_1} + \underbrace{\mathfrak{J}_{L2} j\omega L_2 + \mathfrak{J}_{L1} j\omega L_{12}}_{\mathfrak{E}_2} + \frac{\mathfrak{J}}{j\omega C_1} \tag{6}$$

$$\frac{\mathfrak{J}_{c1}}{j\omega C_1} = \mathfrak{J}_{L1} j\omega L_1 + \mathfrak{J}_{L2} j\omega L_{12} \tag{7}$$

$$\frac{\mathfrak{J}_{c2}}{j\omega C_2} = \mathfrak{J}_{L2} j\omega L_2 + \mathfrak{J}_{L1} j\omega L_{12} \tag{8}$$

Drückt man $\mathfrak{J}_{L1}$, $\mathfrak{J}_{L2}$, $\mathfrak{J}_{c1}$, $\mathfrak{J}_{c2}$ durch $\alpha_1\,\alpha_2$ und $\mathfrak{J}$ aus, so erhält man aus Formel (7) und (8) nach Kürzung von $\mathfrak{J}$

$$\frac{\alpha_1}{j\,\omega\,C_1} = (1 - \alpha_1)j\,\omega\,L_1 + (1 - \alpha_2)j\,\omega\,L_{12} \tag{9}$$

$$\frac{\alpha_2}{j\,\omega\,C_2} = (1 - \alpha_2)j\,\omega\,L_2 + (1 - \alpha_1)j\,\omega\,L_{12} \tag{10}$$

Führt man zur Abkürzung ein:

$$\left.\begin{aligned} &\text{Verstimmung des ersten Kreises } v_1 = \frac{\omega_{01}^{\;2}}{\omega^2} - 1 \\ &\text{Verstimmung des zweiten Kreises } v_2 = \frac{\omega_{02}^{\;2}}{\omega^2} - 1 \\ &\omega_{01}^{\;2} = \frac{1}{L_1\,C_{s1}}; \quad \omega_{02}^{\;2} = \frac{1}{L_2\,C_{s2}}; \quad k^2 = \frac{L_{12}^{\;2}}{L_1\,L_2}, \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

so erhält man für α_1 und α_2:

$$\alpha_1 = \frac{v_2\,\frac{L_1 + L_{12}}{L_1} + k^2\,\frac{L_2 + L_{12}}{L_{12}}}{v_1\,v_2 + k^2}, \quad \alpha_2 = \frac{v_1\,\frac{L_2 + L_{12}}{L_2} + k^2\,\frac{L_1 + L_{12}}{L_{12}}}{v_1\,v_2 + k^2} \tag{12}$$

$$\alpha_1 \approx \frac{L_1 + L_2}{v_1\,L_1} \qquad \alpha_2 \approx \frac{L_2 + L_{12}}{v_2\,L_2} \text{ für } k^2 \ll v \tag{13}$$

Setzt man diese Werte in Gleichung (6) ein, so erhält man für den Resonanzfall:

$$\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{J}} = 0 = (1 - \alpha_1)j\,\omega(L_1 + L_{12}) + (1 - \alpha_2)j\,\omega(L_2 + L_{12}) + \frac{1}{j\,\omega\,C} \tag{14}$$

oder

$$\begin{aligned} 0 = -\frac{1}{\omega^2\,C_1} + &\left\{1 - \frac{v_2\,\frac{L_1 + L_{12}}{L_1} + k^2\,\frac{L_2 + L_{12}}{L_{12}}}{v_1\,v_2 + k^2}\right\}(L_1 + L_{12}) + \\ &\left\{1 - \frac{v_1\,\frac{L_2 + L_{12}}{L_2} + k^2\,\frac{L_1 + L_{12}}{L_{12}}}{v_1\,v_2 + k^2}\right\}(L_2 + L_{12}) \end{aligned} \tag{15}$$

Für gegeneinandergeschaltete Spulen erhält man eine analoge Gleichung, es ist nur für $+L_{12}$, $-L_{12}$ einzusetzen.

$$\begin{aligned} 0 = -\frac{1}{\omega^2\,C_1} + &\left\{1 - \frac{v_2\,\frac{L_1 - L_{12}}{L_1} - k^2\,\frac{L_2 - L_{12}}{L_{12}}}{v_1\,v_2 + k^2}\right\}(L_1 - L_{12}) + \\ &\left\{1 - \frac{v_1\,\frac{L_2 - L_{12}}{L_2} - k^2\,\frac{L_1 - L_{12}}{L_{12}}}{v_1\,v_2 + k^2}\right\}(L_2 - L_{12}) \end{aligned} \tag{16}$$

Bildet man

$$4 L_{12s} = \frac{1}{\omega^2 C_1} - \frac{1}{\omega^2 C_2}$$

[vgl. Gleichung (5)], so erhält man nach Ausmultiplizieren der Klammern durch Wegheben der L_1^2 und L_2^2 proportionalen Glieder

$$4 L_{12s} = 4 L_{12} \left(1 + \frac{v_2 - v_1 - k\left(\sqrt{\frac{L_1}{L_2}} + \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}\right)}{v_1 v_2 + k^2}\right) \tag{17}$$

oder da $k^2 \ll v_1 v_2$

$$= 4 L_{12} \left\{1 + \frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2} - \frac{k}{v_1 v_2}\left(\sqrt{\frac{L_1}{L_2}} + \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}\right) - \frac{k^2}{v_1 v_2}\left(\frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2}\right)\right\} \tag{18}$$

In erster Annäherung können wir das zweite und das noch kleinere dritte Korrektionsglied fortlassen.

Setzen wir schließlich für die Abkürzungen 11 ihre Werte

$$v_1 = \frac{\omega_{01}^2}{\omega^2} - 1 \approx \frac{\omega_{01}^2}{\omega^2} = \frac{1}{\omega^2 L_1 C_{s1}}$$

und

$$v_2 = \frac{\omega_{02}^2}{\omega^2} - 1 \approx \frac{\omega_{02}^2}{\omega^2} = \frac{1}{\omega^2 L_2 C_{s2}}$$

wieder ein, so erhalten wir

$$L_{12s} = L_{12}\left(1 + \omega^2 (L_1 C_{s1} + L_2 C_{s2})\right) \tag{19}$$

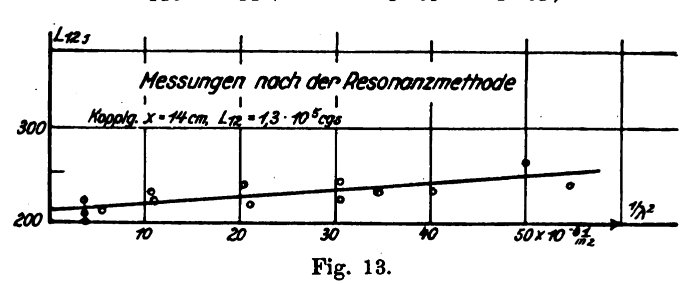


Fig. 13.

In den Figuren 13 und 14 sind die ausgezogenen Kurven für 2 Kopplungen nach Formel (19) berechnet und die Messungen eingetragen.

Wenn wir unsere drei Korrektionsformeln

Formel Nr. 1 $\quad L_{12s} = L_{12}(1 + \omega^2 L_2 C_{s2})$
Formel Nr. 4 $\quad L_{12s} = L_{12}\left(1 + \omega^2 (L_1 C_{s1} + L_2 C_{s2})\right)$
Formel Nr. 19 $\quad L_{12s} = L_{12}\left(1 + \omega^2 (L_1 C_{s1} + L_2 C_{s2})\right)$

überblicken, so finden wir, daß die scheinbare Gegeninduktivität immer mit ω^2 ansteigt

$$L_{12s} = L_{12}(1 + \omega^2 K)$$

In der Praxis wird es genügen, die Korrektionskonstante K für die

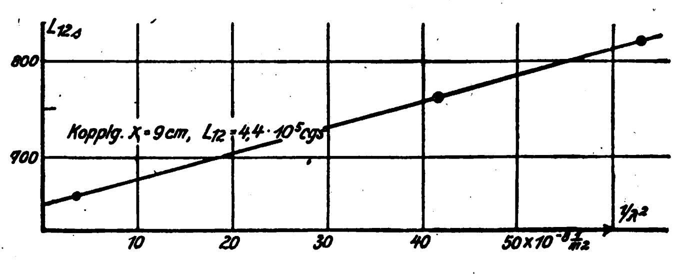


Fig. 14.

betreffende Apparatur bei einer Kopplung durch Eichung mit zwei verschiedenen Wellenlängen zu bestimmen.

Zusammenfassung.

Für Messungen an Verstärkern und Empfängern braucht man vielfach genau definierte, schwache Wechselspannungen. Diese kann man durch Spannungsteilung oder mit Hilfe loser Kopplung herstellen.

Im ersten Abschnitt wird gezeigt, daß in der Spannungsteilerschaltung unkontrollierbare Ladeströme auftreten, die die Messungen stark fälschen, während bei Verwendung des „Zweispulenapparates“ diese Störungen vermieden werden. Der „Zweispulenapparat“ ist also immer der Spannungsteilerschaltung vorzuziehen.

Im zweiten Abschnitt ist eine bequeme und exakte Methode zur Eichung des „Zweispulenapparates“, bis zu sehr losen Kopplungen hin, beschrieben.

Im dritten Abschnitt ist die experimentell gefundene, scheinbare Abhängigkeit der Kopplung von der Frequenz aufgeklärt und gezeigt worden, daß die mit Tonfrequenz gewonnene Eichung des „Zweispulenapparates“ auch für Hochfrequenz brauchbar ist, wenn man ein theoretisch berechenbares, einfaches Korrektionsglied anbringt.

Hamburg, Phys. Institut der Universität, April 1923

Über labile Röhrenschwingungen und Schwebungen in gekoppelten Kreisen.

Von **Kurt Heegner.**

Unterhält eine Röhre Schwingungen in einem Kreise und wird mit diesem ein zweiter abgestimmter Kreis gekoppelt, so sind beide Kopplungswellen des Systems gleichberechtigt, die Röhre liefert indessen nur die eine oder die andere der beiden Frequenzen. Armstrong bemerkte zuerst, daß zuweilen beide Frequenzen zugleich auftreten können, sobald in die Gitterzuleitung ein Kondensator geschaltet wird.[1]) Auch findet er, daß in dieser Schaltung mit abgeriegeltem Gitter die einzelne Schwingung zum selbsttätigen Abklingen gebracht werden kann. Hazeltine geht auf die Mitteilungen Armstrongs ein und gibt in einer Fußnote einige theoretische Erklärungen ab, die sich als nicht ganz zutreffend erwiesen haben.[2]) Das Auftreten der Schwebungen findet bei Untersuchungen einer Zweiröhren-Anordnung Erwähnung in der Arbeit von Leithäuser und mir.[3]) Daß bei Veränderung der Kopplung zwischen den Kreisen zur Aufrechterhaltung des Schwebungsvorganges eine Änderung der Abriegelungskapazität nicht erforderlich ist, obschon die Schwebungsperiode einen überaus großen Frequenzbereich durchläuft, wurde zwar vereinzelt schon damals beobachtet, indessen ist die Ursache für dieses Phänomen erst in meinen Arbeiten im Archiv für Elektrotechnik und in der Zeitschrift für Physik klar gelegt worden.[4]) Es scheint mir angebrachter zu sein, einige grundlegende Tatsachen näher auszuführen, als über diese Arbeiten zu referieren, um auf diesem Wege dem allgemeineren Verständnisse dienstbar zu sein, und insbesondere zu zeigen, wie mit hochfrequenten Schwingungen Schwebungen hervorgebracht werden können.

Ich gehe aus von einer Untersuchung, die ich bereits in einer Zeit ausgeführt habe, als ich mit den Elektronenröhren gerade bekannt geworden war, und deren Ergebnis ich in der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 21. Februar 1919 vorgetragen habe. Für meine theoretischen Erwägungen ist diese Untersuchung von ent-

1) Armstrong, Proc. of Inst. Radio Eng. **3**, 1915, Nr. 3 S. 227.

2) Hazeltine, Proc. of Inst. Radio Eng. **6**, 1918, S. 63—98.

3) Leithäuser und Heegner, Jahrbuch Bd. 17.

4) Archiv für Elektrotechnik **11**, 1922, S. 239—266; **12**, S. 211—226 1923; Zeitschrift für Physik **13**, 1923, S. 392—404.

scheidender Bedeutung gewesen. Zur Prüfung der Röhrensender-Theorie schien mir die Schaltung mit kapazitiver Rückkopplung geeignet zu sein (Fig. 1). Damit Anodengleichstrom und Gittergleichstrom fließen können, muß der Rückkopplungskapazität eine Drossel parallel gelegt werden. Für diese Funktion stand mir eine Spule mit Eisenkern zur Verfügung, deren Widerstand nicht zu vernachlässigen war und

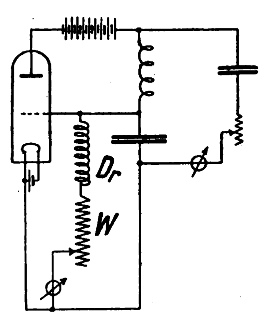


Fig. 1.

daher auf dem Gitter ein Gleichpotential von — 10 Volt hervorrief. Es legte mir dies den Gedanken nahe, durch zusätzlichen Widerstand das Gittergleichpotential wesentlich zu vertiefen und auf diese Weise einen Sender mit ausgeprägter Stoßerregung zu konstruieren, welcher selbständig anläuft. Vor dem Einsetzen der Schwingungen fließt ein kleiner Anodenruhestrom, welcher an dem Widerstand nur einen geringen Spannungsabfall erzeugt. Sobald aber die Schwingungen anlaufen, wird durch das Anwachsen des Anodengleichstroms ein tiefes negatives Gleichpotential erzeugt. Ich entnehme meinen damaligen Aufzeichnungen folgende Werte für eine 10 Wattröhre.

Gittergleichspannung . . .	0	— 100 V.
Anodengleichspannung . . .	700	700 V.
Gitterwechselspannung . . .	90	190 V.
Anodenwechselspannung . .	575	575 V.
Anodengleichstrom	43	25 mA.
Aufgenommene Leistung . .	30	17,5 Watt
Schwingungsleistung . . .	16,8	12,6 Watt
Wirkungsgrad	56	72 %

In Fig. 2 ist die zugehörige theoretische Konstruktion wiedergegeben, welche ich vorzeigte. Der Sender mit dem Gittergleich-

potential Null wird verglichen mit einem solchen vom Potential — 100 Volt. Letzterer Fall wurde realisiert durch die Schaltung in Fig. 1. Die erforderliche Batteriespannung betrug 800 Volt, insofern als das Gittergleichpotential in Abzug gebracht werden muß, auch wurde der Wattverbrauch in dem Widerstand nicht miteingerechnet.

Schon damals bemerkte ich, daß bei kontinuierlicher Vergrößerung des zusätzlichen Widerstandes W in Fig. 1 der Kreisstrom und der Anodengleichstrom in einem solchen Maße abnahmen, daß der

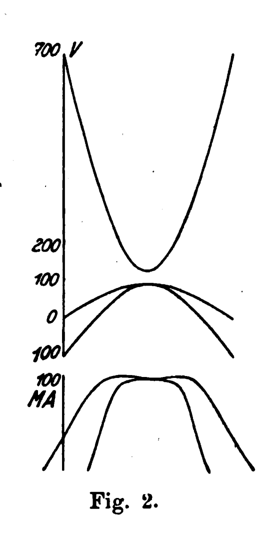


Fig. 2.

Spannungsabfall an dem Widerstand ein Maximum aufwies. Trägt man den Kreisstrom als Ordinate auf und die Gittergleichspannung als Abszisse, so erhält man die Abhängigkeit in Fig. 3. Die Kurve kann unmittelbar dazu herangezogen werden, um die Verhältnisse zu veranschaulichen, wenn die negative Vorspannung des Gitters durch eine Batterie hergestellt wird.[1]) Denkt man sich die negative Vorspannung durch ein Potentiometer veränderlich gemacht, so wird beim Erreichen des Rückkehrpunktes der Kurve die Schwingung abklingen. Im Falle, daß die Vorspannung kleiner ist, sind zwei stationäre Zustände vorhanden. Die kleinere Amplitude ist indessen labil, insofern, als sie bei einer Zunahme entweder weiter wachsen würde, bis der

1) Vgl. hierzu Mauz und Zenneck: Über niederfrequente Beeinflussung eines Elektronenrelaisgenerators, Bd. 19, S. 262, Fig. 6—8, in denen diese Abhängigkeit mittels Batterie aufgenommen ist.

stationäre Zustand von größerer Amplitude erreicht ist, oder bei einer Abnahme vollends abklingen würde. Im vorliegenden Fall war indessen dieser Zustand stabil, und eine Erklärung kann damit gegeben werden, daß mit zunehmender Amplitude der Anodengleichstrom wächst, das negative Gittergleichpotential also tiefer wird, und ebenso mit abnehmender Amplitude höher wird. Diese Art der Stoßerregung ist das erste Erfordernis für das Zustandekommen der Schwebungen. Durch eine dem Widerstand W parallel gelegte Kapazität kann man die Änderungen des Spannungsabfalls verkleinern und bei fortschreitender Vergrößerung der Kapazität wird ein Punkt erreicht, in welchem die Schwingung abklingt. Denn je größer die Kapazität wird, um so mehr gleicht sie einer Batterie. Wird aber die Gittervorspannung durch

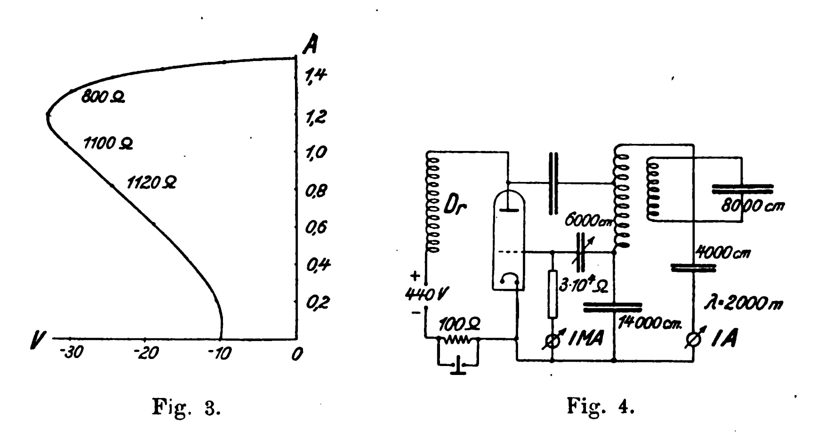


Fig. 3. Fig. 4.

eine Batterie erzeugt, so ist, wie bemerkt, die Schwingung labil. Indem der Kondensator sich entladet, erzeugt das wiederholte Abklingen und Anlaufen der Schwingung bei Hochfrequenz einen Ton. Sobald das Abklingen noch nicht eintritt, und der Schwingungskreis mit einem zweiten abgestimmten Kreis gekoppelt wird, entstehen Schwebungen. Hierbei kann der Widerstand und die ihm parallel gelegte Kapazität in weiten Grenzen geändert werden, wenn nur die Bedingung der außergewöhnlichen Stoßerregung eingehalten ist. In Fig. 1 liegt bereits dem Widerstand W die Rückkopplungskapazität parallel, und es ist möglich, in dieser Schaltung schnelle Schwebungen zu erzeugen.

Indessen betrachten wir zunächst den Fall, daß in die Gitterzuleitung ein Kondensator gelegt wird, weil dieser umfassender ist. Fig. 4 stellt kapazitive Abriegelung des Gitters dar. Der Ableitungswiderstand zwischen Gitter und Kathode wird nunmehr größer zu

wählen sein als der Widerstand W in Fig. 1, weil er nur vom Gitterstrom durchflossen wird, und die Abriegelungskapazität kann kleiner sein als die Rückkopplungskapazität. Nunmehr sind zwei Fälle zu unterscheiden. Bei der Verstärkerröhre liegt das Arbeitsgebiet im wesentlichen bei negativen Gitterpotentialen, und der Gitterstrom kann verschwindend klein gemacht werden. Die Senderöhren liefern Anodenstrom im wesentlichen bei positiven Gitterpotentialen, und der Gitterstrom beträgt mehrere Prozente des Anodenstroms, wenn das Rohr intensiver schwingen soll. Der erste Fall ist in Fig. 5a dargestellt,

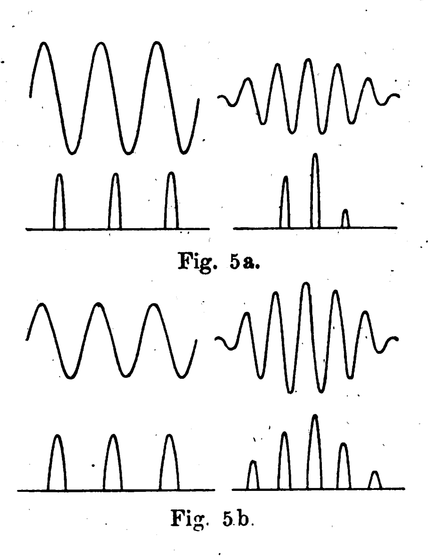


Fig. 5a.

Fig. 5b.

der zweite in Fig. 5b. Die obere Kurve bedeutet den Strom des Primärkreises, die untere den Anodenstrom. Bei der Verstärkerröhre muß die Ableitung zwischen Gitter und Kathode in der Größenordnung des Isolationswiderstandes gewählt werden. Der maximale Anodenstrom ist gegeben durch Gitterspannung Null und durch die Anodenrestspannung. Im zweiten Falle nimmt das Gitterpotential wesentlich positive Werte an. Die Ableitung ist dem Gitterstrom anzupassen und beträgt bei dem in Fig. 4 mit einer 10 Wattröhre bei Welle 2000 m ausgeführten Beispiel $3 \cdot 10^4$ Ohm. In gekoppelten Kreisen setzt bei Abstimmung der Kreise die Stoßerregung über die Periode der Schwebungen selbständig ein. Sowohl die maximalen Anodenstromstöße als auch die maximale Amplitude der Schwebungen allen größer aus, als bei der einzelnen Schwingung (Fig. 5b). Der

Anodengleichstrom und der Effektivstrom im Primärkreise wird im allgemeinen kleiner sein als bei der einzelnen Schwingung. Wird der Ableitungswiderstand vergrößert ($5 \cdot 10^4$ Ohm), so wird die Amplitude kleiner, indessen findet das Einsetzen der Schwebungen bei Annäherung an die Resonanz nahezu kontinuierlich statt. Man befindet sich sodann bereits in einiger Entfernung von dem Rückkehrpunkt der Kurve in Fig. 3. Physikalisch bei weitem interessanter ist der Fall der Verstärkerröhre. Beim Abklingen der Schwingungen wird durch die hochohmige Ableitung bewirkt, daß der Anodenstrom lange Zeit aussetzt, und es wird in einfachster Weise ersichtlich, daß die Periode des Ein- und Aussetzens der Schwingungen von ganz anderer Größenordnung sein kann als die Periode der Schwebungen. Der Umstand, daß die Schwebungen schwerer einzuleiten sind, läßt die Ursache der Schwebungen um so deutlicher erkennen. Die durch Gitterspannung Null und Anodenrestspannung gegebenen maximalen Anodenstromstöße werden nur dann größer ausfallen, als bei der einzelnen Schwingung, wenn die maximale Schwebungsamplitude kleiner ist als die der einzelnen Schwingung (Fig. 5a). Dies wird um so mehr stattfinden, je ausgeprägter die Stoßerregung über die Periode der Schwebungen ist. Bei der oszillographischen Untersuchung habe ich mich im wesentlichen auf diesen Fall beschränkt. Es sei noch ausdrücklich darauf hingewiesen, daß bei dem benutzten Kaskadensystem die Vorröhre nur experimentelle Bedeutung hat. Für die tiefen Frequenzen sind die Rückkopplungen in einfachster Weise herstellbar, und an vier kleinen Drehkondensatoren ist die Anordnung einstellbar.

Wie bemerkt, kann auch die Schaltung in Fig. 1 zur Herstellung der Schwebungen herangezogen werden. Dies bedeutet eine Fortbildung des Falles in Fig. 5b, insofern, als der gesamte Gleichstrom, welchen die Röhre liefert, das negative Gleichpotential auf dem Gitter hervorruft. Die Schaltung gibt nichts wesentlich Neues, es kann aber auf diese Weise mit einer einfachen Verstärkerröhre der Fall in Fig. 5b realisiert werden. In Fig. 6 ist die Schaltung von Fig. 1 abgeändert, in dem das System von Kapazität und Widerstand in einem besonderen Gleichstromzweig gelegt ist. In dieser Abänderung kann die Schaltungsweise auf jede Röhrenschaltung ausgedehnt werden.

In einigen Oszillogrammen habe ich die Besonderheiten der durch Senderöhren erzeugten Schwebungen festgehalten, von denen drei wiedergegeben sind.[1]) Bei der Verstärkerröhre können, sobald das Gitter

1) Die Oszillogramme habe ich im Telegraphentechnischen Reichsamt aufgenommen.

kapazitiv abgeriegelt ist, langsame Schwebungen nur durch allmähliche Verkleinerung der Kopplung zwischen den Kreisen erhalten werden. Bei Senderöhren sind hingegen auch langsame Schwebungen von großer Stabilität möglich und sogar noch unterhalb der Kopplung, bei welcher das Ziehen aufhört, können Schwebungen erhalten werden. Die Oszillogramme 7 und 8 stellen diesen Vorgang dar, indem in 7 die obere Kurve den Primärstrom wiedergibt, die untere den Anodenstrom, in 8 die obere den Strom des Sekundärkeises und die untere Kurve

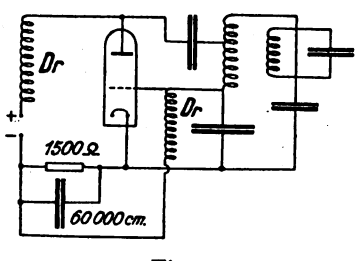


Fig. 6.

nochmals den Anodenstrom. Befindet sich die Energie im Primärkreis, so wird die Amplitude in die Höhe getrieben, befindet sich die Energie im Sekundärkreis, so klingt die Amplitude ab, und somit wird im Primärkreis von der gelieferten Energie mehr verbraucht als im Sekundärkreis, obwohl beide Kreise die gleiche Dämpfung haben. Das Oszillogramm 9 zeigt Schwebungen bei wenig verstimmten Kreisen. Im Minimum der Schwebung sehen die Spitzen noch immer aus der Versiegelung heraus. Bei Resonanz geht das Minimum der Schwebung bis auf Null herab und das Maximum wird noch größer. Dieser Umstand erleichtert das Einsetzen der Schwebungen bei Annäherung an die Resonanz. Das Hinzutreten der zweiten Schwingung geht jedoch stets diskontinuierlich vor sich.

Betrachten wir nochmals den Anstoß der einzelnen Schwingungen im Falle der Verstärkerröhre bei kapazitiv abgeriegeltem Gitter. In dem Oszillogramm 10 ist die Anodenspannung niedriger als bei dem bereits veröffentlichten. Das Oszillogramm läßt noch deutlicher erkennen, daß ein stationärer Schwingungszustand durchschritten wird, welcher labil ist. Solange der Kondensator noch aufgeladen wird, besteht die Möglichkeit, daß die Amplitude den stationären Wert überschreitet, und der Vorgang stellt sich allemal so dar, daß nach Ab-

schluß der Aufladung der der Schwingung zugeführte Anodenstrom zur Aufrechterhaltung derselben nicht hinreicht.

Erwähnt sei noch, daß die Aufgabe, durch Rückkopplung in gekoppelten Kreisen Schwebungen zu erzeugen, eine zweite Lösung besitzt, die mit einer anders gearteten Röhrenlabilität in Zusammenhang steht.

Der Creedsche Schnelltelegraph.

Von **P. Lertes.**

(Schluß von S. 34.)

3. Der Creedsche Schnellempfänger.

Als Schnellempfänger kommt entweder eine Art Siphon-Recorder, der sogenannte „Undulator" zur Anwendung, oder aber ein Lochstreifenempfänger, der die Morseschrift in Form eines gestanzten Lochstreifens

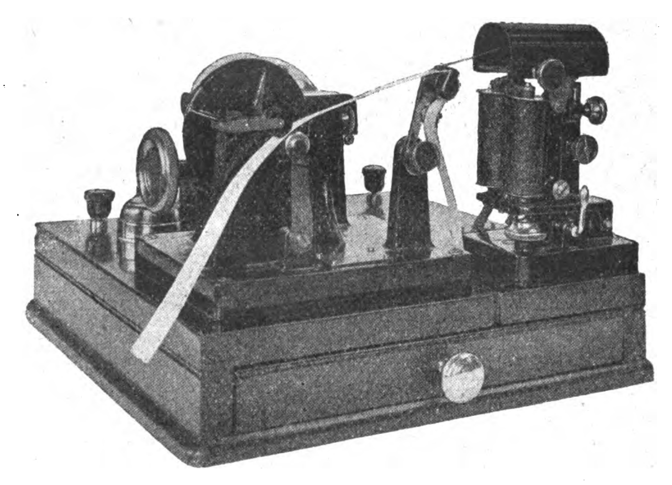


Fig. 6.

wiedergibt. Überall da, wo es nicht darauf ankommt das Telegramm direkt in Druckschrift zu erhalten, wird meist der Undulator benutzt.

Wie Fig. 6 zeigt besteht der Undulator, ähnlich, wie der von Lodge-Muirhead und namentlich von J. Weinberger in die Radiotelegraphie eingeführte Siphon-Recorder aus einem permanenten Ma-

gneten, zwischen dessen Polen sich, wie bei einem Spiegelgalvanometer eine Drehspule befindet. Mit der Drehspule ist ein Zeiger verbunden, an dem ein Schreibsystem befestigt ist. Entsprechend der Spulendrehung beim Empfang eines Morsezeichens, wird der Zeiger und das Schreibsystem zur Seite abgelenkt, und die Morsezeichen werden auf einem vorbei geführten Papierstreifen in der Form registriert, wie es in Fig. 7 wiedergegeben ist. Die Galvanometerspule ist stark gedämpft; die Dämpfung kann entsprechend der Geschwindigkeit der

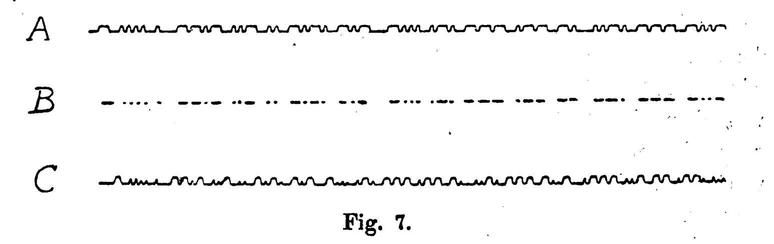


Fig. 7.

aufzunehmenden Zeichen einreguliert werden. Das Schreibsystem selbst besteht aus einem Saugheber, der mit dem einen Arm in einem Tintenbehälter taucht, und mit dem anderen auf dem Papierstreifen schleift. Hierdurch wird immer wieder Tinte aus dem Behälter selbsttätig nachgesaugt. Das Papier wird durch einen Elektromotor an dem Tintenschreiber vorbeigeführt. Die Schnelligkeit des Vorbeiführens stellt sich automatisch entsprechend der Wortgeschwindigkeit der aufgenommenen Zeichen ein. Als Schreibflüssigkeit dient eine Mischung aus Alkohol, Wasser und Methylviolett. Der Creedsche Undulator braucht unter gewöhnlichen Bedingungen zum betriebssicheren Arbeiten einen Strom von 3—4 mA. Er ist noch zur Aufnahme von Morsezeichen von einer Wortgeschwindigkeit von 300 pro Minute geeignet. Der Hauptvorteil des Undulators dürfte darin bestehen, daß er noch die Aufnahme von Morsezeichen gestattet, deren Empfang weder mit einem gewöhnlichen Morseschreiber, noch mit einem Creedschen Lochstreifenempfänger möglich wäre. Sind nämlich Teile eines Zeichens oder ganze Zeichen infolge von irgendwelchen Störungen nicht mehr so energiestark, daß sie den Morseschreiber oder den Lochempfänger betätigen können, so fallen diese Zeichen aus und das Telegramm ist entweder gar nicht oder nur sehr schwer zu entziffern, während bei der Aufnahme mit einem Siphon-Recorder oder einem Undulator noch ein sicheres Lesen der Zeichen möglich ist. Das läßt sich besonders deutlich an Diagramm 7 sehen.

Unter *A* ist dort ein Undulatortelegramm wiedergegeben, wie es bei einer Aufnahme ohne Störungen zustande kommt. *B* zeigt ebendasselbe Telegramm aufgenommen mit einem Wheatstoneschen Morseschreiber. In *C* ist dasselbe Telegramm wiedergegeben bei Störungen. Aus dem Diagramm ist ersichtlich daß namentlich bei Morsepunkten die Empfangsenergie gering war, und demnach die Ablenkungen des Schreibhebels aus der Ruhelage entsprechend klein sind. Während bei einem solch gestörten Telegramm bei dem Empfang mit einem Morseschreiber mehr als die Hälfte der Punkte ausgefallen wären, gestattet die Wiedergabe mit dem Undulator noch ein einwandfreies Lesen derselben. Auch dort, wo der Creedsche Lochstreifenempfänger zur Anwendung kommt, wird der Undulator meist noch dabei benutzt und zwar derart, daß von dem die Aufsicht führenden Beamten sofort auf den Undulator umgeschaltet werden kann, wenn aus irgendeinem Grunde infolge von zu geringer Empfangsintensität der Locher beim Ausstanzen versagt.

Wenn es im Interesse einer schnellen Telegrammerledigung wünschenswert ist das Telegramm direkt in Druckschrift zu erhalten, so kommt an Stelle des Undulators ein Lochstreifenempfänger zur Anwendung. Derselbe ist derart eingerichtet, daß genau wie beim Schreibmaschinenlocher die Morsezeichen als entsprechende Lochkombinationen in einem Papierstreifen ausgestanzt werden. Dieser Papierstreifen geht dann durch den weiter unten beschriebenen Typendrucker hindurch, wird dort entziffert und direkt in Buchstabenschrift wiedergegeben. Voraussetzung für ein sicheres Ausstanzen ist, daß die Morsezeichen mit einem automatischen Sender gegeben werden, und daß Morsepunkt Strich und die Zwischenräume bei allen Zeichen stets von der gleichen Länge sind. Beim Ausstanzen eines Morsepunktes werden zwei Kontakthebel, welche die von einem Elektromotor betriebene Ausstanzvorrichtung auslösen, zu gleicher Zeit betätigt, während dieselben bei einem Morsestrich nacheinander in Tätigkeit treten. Nach dem Schema des bekannten Wheatstonelochstreifens entstehen dann entsprechende Lochkombinationen. Dieser Creedsche Empfänger ist, wie aus Fig. 8 ersichtlich verhältnismäßig klein und einfach gebaut. Rechts ist die Ausstanzvorrichtung und links das Relais von Carpenter sichtbar. Der Empfänger arbeitet bis zu Wortgeschwindigkeiten von 200 pro Minute noch absolut zuverlässig. Das beruht nicht zum wenigsten darauf, daß er mit dem Relais von Carpenter ausgerüstet ist, welches wegen seiner absolut sicheren Kontaktgebung beim Empfänger noch mehr von Bedeutung ist als beim Sender. Dieses

Relais kommt sowohl beim Empfang mit Undulator als auch mit dem Lochstreifenempfänger zur Anwendung.

Das Schaltschema in Fig. 9 zeigt eine Empfangseinrichtung mit Gleichrichterröhre, Relais und Undulator. Die von dem Niederfrequenzverstärker kommenden telegraphischen Zeichen werden zunächst durch eine Elektronenröhre gleichgerichtet. Diese Gleichrichterröhre, in deren Anodenkreis die Stromspule des Relais liegt, erhält eine verhältnismäßig hohe negative Gittervorspannung, und zwar bei 80 Volt Anodenspannung eine solche von 8 Volt und bei 100 Volt eine solche von

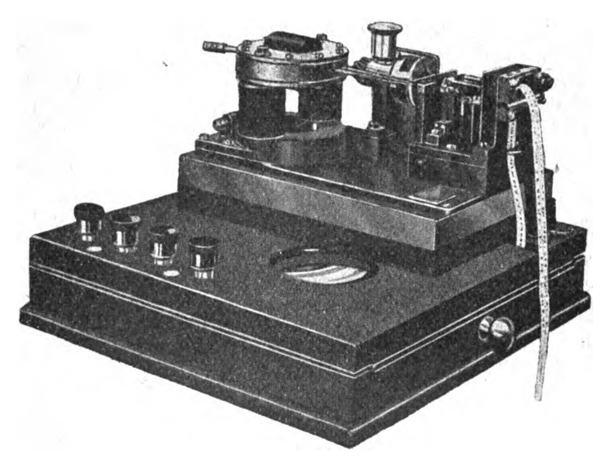


Fig. 8.

12—15 Volt. Eine so hohe negative Gitterspannung ist einerseits notwendig, damit die Röhre als Gleichrichter wirkt, und andererseits damit der durch die Spule des Relais fließende Anodenruhestrom so gering ist, daß er das Relais noch nicht zu betätigen vermag. Zudem ist ja auch bekanntlich ein Relais, welches auf Stromänderungen anspricht bedeutend empfindlicher, wenn eine solche Stromänderung von beispielsweise 0,2 mA. zwischen 0 und 0,2 mA. liegt, als wenn sie zwischen 1,5 und 1,7 mA. vorgenommen wird. Schon aus diesem Grunde ist es vorteilhaft den Anodenstromwert der Gleichrichterröhre fast auf den Nullwert herabzudrücken. Ferner ist bei einer hohen negativen Gitterspannung der innere Widerstand der Röhre auch sehr hoch. Das ist vor allem nötig, wenn es sich um Schnellempfang handelt. Da ja die Röhre und die Spule des Relais in Serie liegen,

so gilt für diesen Stromkreis, der demnach Induktivität und Ohmschen Widerstand enthält für die Zeit τ, in der der Strom von seinem $\frac{1}{\varepsilon}$-Wert auf seinen Endwert ansteigt die Beziehung

$$\tau = \frac{L}{R}$$

Je höher demnach der Ohmsche Widerstand ist, desto schneller steigt der Strom auf seinen Endwert an, was bei einem Schnellbetrieb

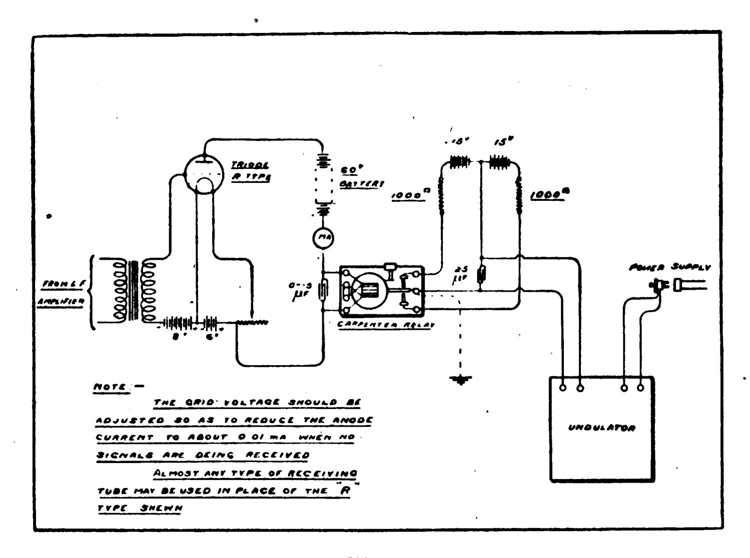


Fig. 9.

wichtig ist. Zudem kann man bei einem solch hohen Ohmschen Widerstand ohne die Aufschaukelzeit wesentlich zu verlängern dem Relais eine höhere Induktivität, also mehr Stromwindungen, und dementsprechend eine höhere Stromempfindlichkeit geben. Außerdem wird der Heizfaden der Gleichrichterröhre noch so bemessen, daß der Sättigungsstrom höchstens den Wert von 0,5 mA. erreicht. Der Relaisstrom ist hierdurch auch nach oben hin begrenzt, was eine hohe Sicherheit für das Relais bedingt. Wäre diese obere Grenze nicht festgelegt, so könnte beispielsweise durch starke atmosphärische Störungen der Relaisstrom so stark werden, daß die Magnetisierung des Kontakthebels in dem Relais den Sättigungszustand erreichte. Beim Aufhören des Stromes würde dann erst infolge der Hysterese dieser

Sättigungszustand nicht sofort verschwinden, wodurch die Funktion des Relais dementsprechend gehemmt und seine Trägheit vergrößert würde.

Sowohl beim Empfang mit Undulator, als auch mit dem Lochstreifenempfänger hat das Relais gewöhnlich einen Windungswiderstand von 1600 Ohm pro Spule. Beide Spulen werden hierbei in Serie geschaltet. Es sind dann Änderungen des Anodenstromes von 0,2—0,3 mA. zu einer sicheren Betätigung des Relais und der Empfangsapparatur erforderlich.

4. Der Creedsche Typendrucker.

Beim Empfang mit einem Lochstreifenempfänger ist es nötig den Lochstreifen wieder zu entziffern, und zwar derart, daß das Telegramm direkt in Druckschrift wiedergegeben wird. Fig. 10 zeigt den Creed-

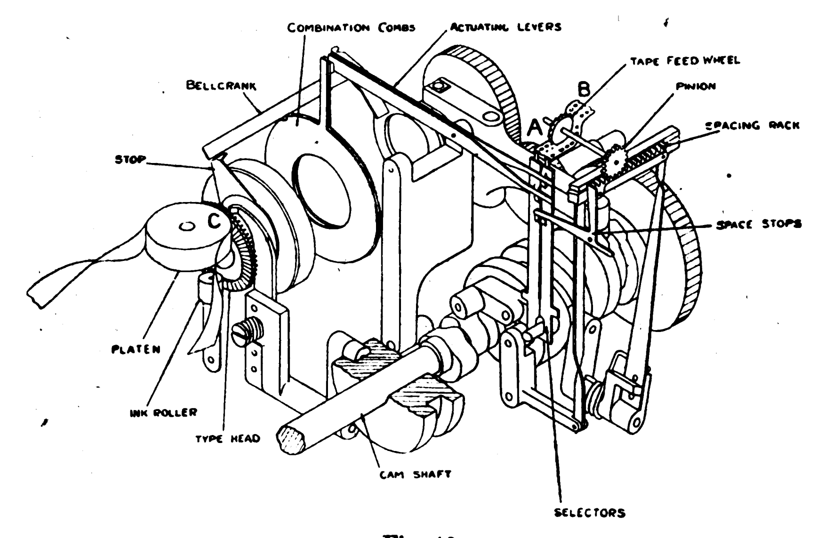


Fig. 10.

schen Typendrucker. Der Lochstreifen tritt bei *A* in die Apparatur ein und wird durch einen Elektromotor ruckweise vorwärtsbewegt, damit der Streifen beim Betätigen der Kontaktstifte nicht zerreißt. Bei *B* verläßt der Streifen wieder den Drucker. Auf seinem Führungswege geht der Streifen über 10 Paare von Wählerstiften hinweg. Zwei solcher „Selectors" sind in der Figur gezeichnet. Jeder Wählerstift ist mit einem Kombinationskamm verbunden, die alle auf einer

gemeinsamen Achse nebeneinander sitzen. Jeder dieser Kombinationskämme ist an seinem Rande mit verschiedenen Kerben versehen. Rund um die Kombinationskämme herum befinden sich eine Reihe von Klinken „Bellcrank", und zwar so viele als Buchstaben vorhanden sind. Eine von diesen Klinken ist in der Figur gezeichnet. Auf einer Achse, welche durch die Kombinationskämme hindurchgeht, sitzt ein Rad „Typehead", dessen Rand 50 Buchstaben und 2 Zwischenräume trägt. Dieses Typenrad rotiert dauernd, kann aber durch einen Hebel „Stop" angehalten werden. Der Vorgang des Druckens geht nun folgendermaßen vor sich. Der gelochte Streifen geht über die 20 Wählerstifte hinweg. Dabei tritt ein Teil dieser Stifte entsprechend den Lochkombinationen durch die Löcher hindurch und verändert die Stellung der entsprechenden Kombinationskämme. Während nun für gewöhnlich die Kerben auf den Rändern der Kombinationskämme so gegeneinander verschoben sind, daß keine der darüber stehenden Klinken in die Kerben einspringen kann, werden dieselben beim Entziffern eines Morsebuchstabens durch die Wählerstifte so eingestellt, das von den 52 Klinken, die sich rund um die Kombinationskämme finden entsprechend dem entzifferten Morsebuchstaben eine Klinke in die Kerben einspringen kann. Bei diesem Einspringen hält die Klinke den Hebel des rotierenden Typenrades an und gerade der Buchstabe des Alphabethes, der dem entzifferten Morsezeichen entspricht kommt vor die Rolle *C* zu stehen und wird auf dem vorbeigeführten Papierstreifen unter Betätigung eines kleinen Hammers abgedruckt. Durch eine Farbrolle „Ink Roller" werden die Typen stets frisch mit Farbe bestrichen. Ist der betreffende Buchstabe gedruckt, o wird die Klinke wieder durch einen Hebel aus den Kerben der Kombinationskämme herausgehoben, die Hemmung des Typenrades wird frei und die Wählernadeln können sich schon auf den nächsten Buchstaben einstellen. Dieser Typendrucker, der die Morsezeichen in großen Buchstaben wiedergibt kann maximal 175 Worte pro Minute drucken. Bei Dauerbetrieb läßt sich jedoch über eine Wortgeschwindigkeit von etwa 140 pro Minute nicht hinausgehen. Der Druck selbst ist scharf und klar. Der Druckstreifen kann direkt auf ein Telegrammformular automatisch aufgeklebt werden, so daß auch hierdurch eine schnelle Zustellung an den Empfänger gewährleistet ist.

Referate.

„**Bureau of Standards**", La Construction d'un Ondamètre Portatif pour Petites Longueurs d'Ondes, Extrait du circulaire No. 78 du L'onde électrique No. 14, pag. 110, 1923.

Durch die Vorschrift, nur Wellen unter 200 m, bzw. neuerdings auch die Wellenlängen von 360 und 485 m dem Amateur-Radiobetrieb einzuräumen, wurde die gute Konstruktion eines Wellenmessers für kurze Wellen zum wichtigen Problem. Das Bureau of Standards erließ an die amerikanischen Amateure ein Rundschreiben, in welchem es seine bezüglichen Ratschläge nach drei Gesichtspunkten gliedert: Geeignete Wahl des variablen Kondensators, der Selbstinduktionsspule und des Wellenindikators des Wellenmessers.

Eine verläßliche Eichung gewährleisten nur Drehplattenkondensatoren mit Luftdielektrikum, wobei hauptsächlich auf genügende Plattenstärke und genügende Plattendistanz zu achten ist.

Die Selbstinduktionsspulen werden am vorteilhaftesten als einlagig bewickelte Zylinderspulen ausgebildet. Der Körper, aus gut getrocknetem Holz, wird mit einer leichten Schichte eines guten Isolationsmateriales überzogen, sodann mit Kupferdraht, Durchmesser 0,5 mm, zweimal Seide umsponnen, bewickelt. Der Draht kann außerdem schwach mit Isolationsmasse getränkt sein, zu große Isolation jedoch vergrößert nur die Eigenkapazität und den Effektivwiderstand der Spule. Wird an Stelle des Kupfervolldrahtes Kupferlitze verwendet, so ist auf sorgfältige Blankierung der Drahtenden zu achten. Am besten werden dieselben zur Rotglut erhitzt, dann in ein Alkoholbad getaucht.

Der Wellenbereich 100—570 m wird in zwei Stufen bestrichen; es werden drei Kondensatorgrößen mit ihren zugehörigen Selbstinduktionen angegeben:

Stufe I = 100—250 m; Spulendurchmesser 10 cm, Wicklungshöhe 2,5 cm.

Maximalkapazität des Kondensators	Windungszahl
0,0005 μF	16
0,0007 μF	13
0,0010 μF	11

Stufe II = 225—570 m; Spulendurchmesser 10 cm, Wicklungshöhe 5 cm.

Maximalkapazität des Kondensators	Windungszahl
0,0005 μF	42
0,0007 μF	35
0,0010 μF	30

Ist der Drehplattenkondensator nicht gekapselt, soll er zwecks Vermeidung Foucaultscher Wirbelströme so gegen die Selbstinduktionsspule angeordnet sein, daß seine Platten senkrecht zur Windungsebene der Spulen stehen.

Als Wellenindikator wird entweder ein Kristalldetektor in Verbindung mit einem Telephon, welche einen geschlossenen Kreis bilden, der einpolig an die Selbstinduktionsspule geschlossen wird, oder ein Thermogalvanometer benutzt, das direkt in den Wellenmesserkreis, eventuell, um dessen Widerstand klein zu halten, in Nebenschluß zu ihm gelegt wird. Schließlich kann auch eine Glühlampe verwendet werden, die ebenfalls direkt im Resonanzkreis liegt, deren Empfindlichkeit beträchtlich gesteigert werden kann, indem man parallel eine Taschenbatterie und einen Schiebewiderstand schaltet und so reguliert, daß nur mehr ein kleiner Zusatzstrom notwendig ist, die Lampe zum Glühen zu bringen.

Die Schaltung selbst wird am besten mit 2 mm starkem Kupferdraht ausgeführt, nicht etwa mit flexiblen Draht, der Variationen in den Eichwerten hervorrufen würde.

Statt als Resonator kann der Wellenmesser auch als Sender gedämpfter Wellen ausgebildet werden, mit dessen Hilfe die Abstimmung eines Empfängers auf eine ferne Station vorbereitet wird. Hierzu ist ein Magnetunterbrecher in Serie mit einer Batterie an die Klemmen des Kondensators zu legen.

Weiters können auch Antennenanschlüsse an den beiden Spulenenden vorgesehen werden, so daß man einen besonders präzis gearbeiteten Empfänger für kurze Wellen zur Verfügung hat.

Alle diese Nebenschaltungen sind jedoch vor der Eichung des Wellenmessers durchzuführen. Im übrigen eignet sich dieser auch zur Ausführung von Dämpfungsmessungen, insbesondere wenn der aus halbkreisförmigen Platten aufgebaute Drehkondensator eine kleine Anfangskapazität und eine lineare Eichkurve hat, da dann die Dämpfung von einer mit dem Logarithmus des Drehwinkels variierenden Skala direkt abgelesen werden kann. Rosa Horsky.

Guiseppe Pession, Un Apparecchio di Registrazione Automatica dei Segnali Radiotelegrafici, Regia Accademia Navale-Livorno, Publicazione dell' Istituto Elettrotecnico e Radiotelegrafico Della R. Marina No. 19, 1922.

Auch in Italien trat nach den ersten Versuchen von Prof. Vanni 1904 und vom Verfasser 1914, einen brauchbaren Apparat zur automatischen Aufzeichnung drahtloser Depeschen zu entwickeln, eine lange Pause ein.

Erst in jüngster Zeit wurden solche in der Radiostation Monterotondo vom Verfasser wieder aufgenommen und eine Anlage ausgeführt, für welche er bereits die modernsten Schaltanordnungen in Anwendung zu bringen weiß.

In Fig. 1 ist das komplette Schaltschema dargestellt: Rahmenempfang, entsprechende Zwischenkreise, sowie ein Resonanz-Hochfrequenz-

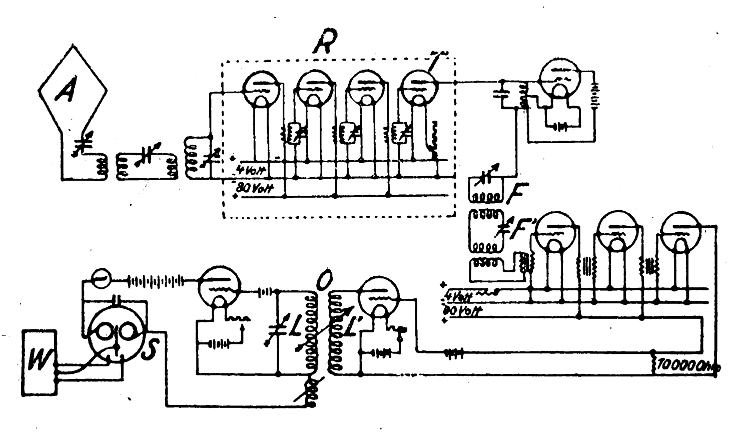


Fig. 1.

verstärker gewährleisten die nötige Störungsfreiheit. Über einen Niederfrequenzverstärker gelangen die aufgenommenen Signale in die sogenannte Aufnahmeröhre, die ihrerseits den eigentlichen Registrierapparat zu beeinflussen hat. Dieser besteht im wesentlichen aus einem Röhrengenerator, dessen Gittervorspannung und Rückkoppelung so eingestellt ist, daß er knapp vor dem Selbstschwingen steht, einem Standardrelais *S* und einem Wheatstone-Apparat *W*. Treffen Signale in der Frequenz des Systems die Spule *L*, so setzen die lokalen Schwingungen sofort ein, und bewirken eine Variation des über das Standardrelais fließenden Anodenstromes bis zu Werten von 10 MA.

Bei einer Wellenlänge von 1000 m ergaben folgende Bemessungen günstige Koppelungsverhältnisse: Selbstinduktionsspule L des Schwingungskreises 2000 μH, Rückkoppelungsspule 1000 μH, Koppelungsspule L' der Aufnahmeröhre 10000 μH.

Versuche, die Leistungsfähigkeit der Apparatur zu erproben, zeigten, daß Depeschen bis zu einer Geschwindigkeit von 475 Buchstaben, d. s. ca. 95 Worte pro Minute, gut aufgenommen werden können, ein Resultat, das überrascht, da immerhin die neuesten Verbesserungen zur Erhöhung der Aufnahmegeschwindigkeit, wie rechtzeitiges Löschen der lokalen Schwingungen, vom Verfasser noch nicht ausgenützt werden.

Rosa Horsky.

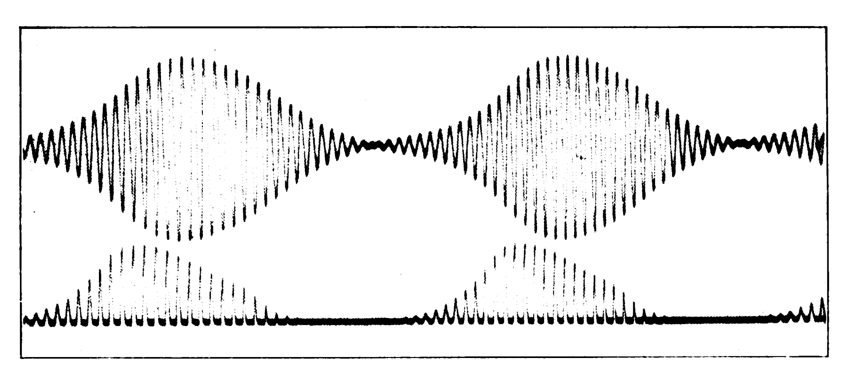


Fig. 7.

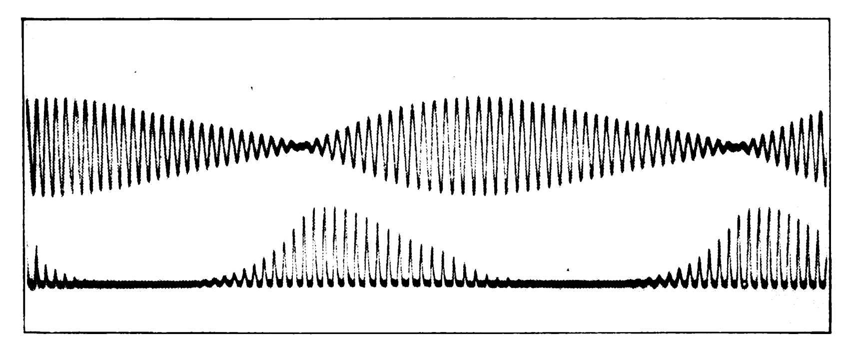


Fig. 8.

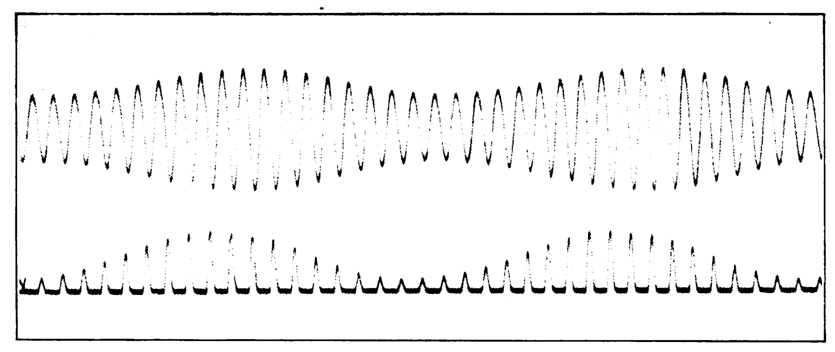


Fig. 9.

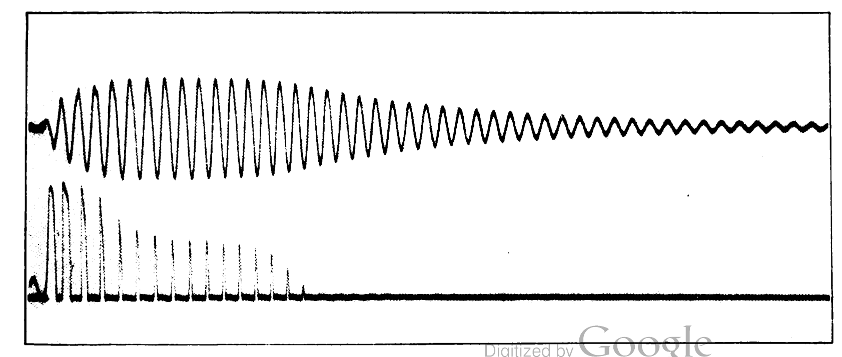


Fig. 10.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10. Kurt Heegner.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 22. September 1923. Heft 3.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper*, *Berlin-Friedenau*, *Trägerstr. 2 I*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn*, *Berlin W. 10*, *Genthinerstraße 39*, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Josef Geitler †.

Am 20. Juni dieses Jahres starb in Graz nach langem Krankenlager der ordentliche Professor der Physik an der ehemaligen deutschen Universität in Czernowitz Dr. Josef Geitler im 53. Lebensjahre. Der Verstorbene, ein Gelehrter von Ruf und Ansehen, hatte bei seinem berühmten Vetter Heinrich Hertz im Laboratorium zu Bonn seine Dissertation „Über das Verhalten elektrischer Wellen an Drähten“ vollendet. Geitler betonte stets, welch' großen Einfluß die geniale Persönlichkeit Hertz' auf sein Denken und seine Entwicklung genommen habe. Die Gespräche, die Geitler auf seinem Krankenlager in Graz mit Professor V. Bjerknes über die gemeinsam verlebte Bonner Laboratoriumszeit führte, gehörten wohl zu den letzten Freuden des Verstorbenen. Die akademische Laufbahn begann Geitler an der deutschen Universität Prag, wo er als Privatdozent und außerordentlicher Professor bis zum Jahre 1906 wirkte. Dann folgte er dem Rufe nach Czernowitz. Erst der Weltkrieg machte seiner dortigen angestrengten Tätigkeit ein Ende: Geitler rückte zu militärischer Dienstleistung ein. Als mit Friedensschluß die Universität Czernowitz in Feindeshand überging, erhielt Geitler an der technischen Hochschule zu Graz eine Honorardozentur und fand dort bis zu seiner Erkrankung eine neue Stätte seines Wirkens. — Von den Arbeiten, die Geitler als selbständiger Gelehrter veröffentlichte, seien vor allem jene hervorgehoben, deren Inhalt dem Interessenkreis der Leser des Jahrbuchs für drahtlose Telegraphie angehört. Sie sind in der Wiener Akademie und in den Annalen veröffentlicht, zum Teil auch im Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie referiert. In den beiden Abhandlungen: „Schwingungsvorgang in komplizierten Hertzschen Erregern“, „Über die Absorption und das Strahlungsvermögen der Metalle für Hertzsche Wellen“ wandte Geitler die Methoden, die im Bonner Laboratorium zur Untersuchung elektrischer Wellen ausgearbeitet worden waren, zur Erforschung von Einzelproblemen an. Die Arbeit „Zur Theorie der Resonanzstrahlung“ zeigt, daß die Auffassung, in einem leuchtenden Dampf seien voneinander unabhängige Schwingungszentren vorhanden, auch ersetzt werden kann durch die Annahme von Schwingungen gekoppelter Systeme. Besonderes Interesse verdient die Arbeit „Über die Erzeugung rein periodischer elektromotorischer Kräfte“, worin der Verfasser an die Umkehrung des Barkhausenschen Problemes — Verwandlung von Gleichstrom in Wechselstrom — herantritt. Einen überaus wertvollen Behelf für Studierende,

die sich mit den seit Hertz auf dem Gebiete der elektromagnetischen Wellen gemachten Entdeckungen bekannt machen wollen, bildet das von Geitler in der Sammlung Wissenschaft herausgegebene Werk „Elektromagnetische Schwingungen und Wellen“, das der großen Literaturkenntnis des Verfassers auf dem behandelten Gebiet ein beredtes Zeugnis ausstellt. Die Herausgabe der zweiten Auflage dieses Buches bereitete Geitler in den letzten Monaten, die ihm bei voller Gesundheit noch gegönnt waren, die letzte Schaffensfreude. Sein ganzes Leben hindurch brachte Geitler den Problemen über elektromagnetische Wellen, deren Entdeckung ihn in seiner Jugend begeistert hatte, das regste Interesse entgegen. Er war daher auch ein warmer Freund des Jahrbuchs der drahtlosen Telegraphie, das ihm knappe gute Referate der in Österreich erschienenen einschlägigen Abhandlungen verdankt. — Geitler hatte eine überaus hohe Auffassung von seinem akademischen Beruf, mit vorbildlichem Pflichtgefühl stand er dem ihm anvertrauten Institut vor. Seine Schüler hatten an ihm den besten Berater und Freund; er förderte nicht nur ihre Studien auf das eifrigste, sondern brachte auch ihrem persönlichen Geschick stets ein warmfühlendes Herz entgegen. Sie alle trauern mit den zahlreichen Freunden Geitlers aus Fachkreisen über den allzu frühen Tod des verdienten Gelehrten.

Graz, Physikalisches Institut der Universität, Juli 1923.

A. Székely.

Der Empfang von Hochfrequenzschwingungen mit Niederfrequenzmodulation.

Von G. Joos und J. Zenneck.

In einer Reihe von Arbeiten haben E. Mauz und J. Zenneck[1]) experimentelle Methoden zur Herstellung von HF-Schwingungen mit einer niederfrequenten Modulation ihrer Amplitude untersucht. Einer Anregung des Telegraphen-Technischen Reichsamts (Dr. Trautwein)

1) E. Mauz und J. Zenneck, „Über niederfrequente Beeinflussung eines Elektronenrelais-Generators“, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 19, S. 256—268, 1922. E. Mauz, „Experimentaluntersuchungen über Röhrentonsender mit Fremdsteuerung“, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 21, S. 2—22, 1923. E. Mauz und J. Zenneck, „Röhrentonsender mit Selbststeuerung“, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 21, S. 22—30, 1923.

folgend haben wir die Bedingungen für den Empfang solcher Schwingungen diskutiert und zwar unter der Voraussetzung

a) daß die Modulation der HF-Amplitude nur eine NF-Periode enthält, wie es Fig. 1 darstellt;

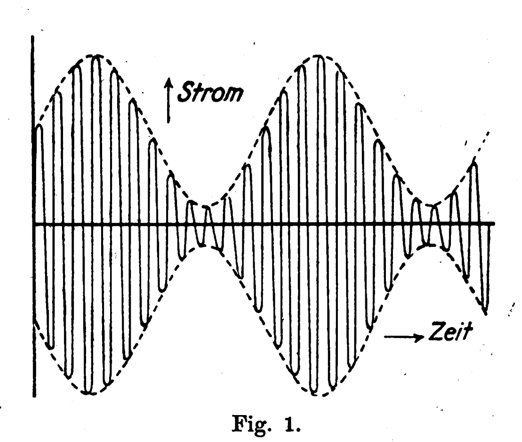


Fig. 1.

b) daß die HF sehr viel größer ist als die modulierende NF.

Wir schließen damit HF-Telephonie und zwar sowohl Raumtelephonie als leitungsgerichtete von vornherein aus.

§ 1. Der zeitliche Verlauf des Empfangsstroms.

Der Empfänger bestehe (Fig. 2) aus einem schwingungsfähigen HF-System (Antenne SE), an die ein Detektor AGK mit aperiodischem

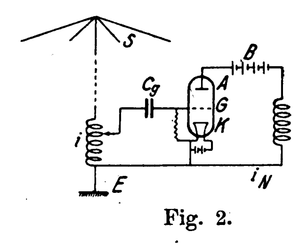


Fig. 2.

NF-Kreis (ABK) angeschlossen ist. Die E.M.K. e, die dann in der Empfangsantenne unter dem Einfluß von Senderschwingungen der Form Fig. 1 entsteht, ist darstellbar durch eine Beziehung

$$e = A(1 + k \sin \Omega t) \sin \omega t. \tag{1}$$

Darin ist $\omega/2\pi$ die Hochfrequenz (n), $\Omega/2\pi$ die Niederfrequenz (N)

und k die Modulation. Seiner physikalischen Bedeutung nach kann der Faktor k nie größer als 1 sein; in Fig. 1 ist er willkürlich $= 0{,}8$ angenommen. $k = 1$ würde heißen, daß die HF-Schwingung vollständig durchmoduliert ist, d. h., daß die Minima ihrer Amplitude auf 0 heruntergehen. Dieser Fall ist praktisch stets zu erstreben.

Den Strom i, den man unter der Wirkung der E.M.K. von Gl. (1) im Empfangssystem (Antenne) erhält, bestimmt die Gleichung

$$L\frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C}\int i\,dt = A(1 + k\sin\Omega t)\sin\omega t\,. \qquad (2)$$

wenn R, L und C die Konstanten des Empfangssystems sind. Nun läßt sich die E.M.K. e nach dem bekannten Schema

$$\left.\begin{aligned} A(1 + k\sin\Omega t)\sin\omega t &= A\sin\omega t \\ &+ \frac{Ak}{2}\cos(\omega - \Omega)t - \frac{Ak}{2}\cos(\omega + \Omega)t \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

zerlegen in 3 Schwingungen mit den Kreisfrequenzen ω, $\omega + \Omega$, $\omega - \Omega$[1]). Dasselbe gilt dann auch für den Empfangsstrom i, für den Gl. (2) im stationären Zustande

$$i = a\sin(\omega t - \varphi) + b\cos[(\omega - \Omega)t - \psi] - c\cos[(\omega + \Omega)t - \chi] \qquad (4)$$

liefert, wenn man zur Abkürzung

$$a = \frac{A}{\sqrt{\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2 + R^2}} \qquad b = \frac{Ak/2}{\sqrt{\left[L(\omega - \Omega) - \frac{1}{C(\omega - \Omega)}\right]^2 + R^2}}$$

$$c = \frac{Ak/2}{\sqrt{\left[L(\omega + \Omega) - \frac{1}{C(\omega + \Omega)}\right]^2 + R^2}}$$

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}, \quad \operatorname{tg}\psi = \frac{L(\omega - \Omega) - \frac{1}{C(\omega - \Omega)}}{R},$$

$$\operatorname{tg}\chi = \frac{L(\omega + \Omega) - \frac{1}{C(\omega + \Omega)}}{R}$$

setzt.

---

1) Auch dann, wenn diese 3 Schwingungen zu nahe beieinander liegen als daß sie sich noch durch einen Resonanzkreis trennen ließen, kann ihr Vorhandensein durch einen Empfangskreis mit Überlagerer einfach nachgewiesen

Diese Beziehungen sind vorläufig noch unnötig allgemein. Nach der anfangs gemachten Voraussetzung (b) ist $\Omega/\omega \ll 1$. Außerdem wird man stets das Empfangssystem mindestens nahezu in Resonanz mit der HF des Senders bringen, d. h. es wird stets $\frac{\omega_0}{\omega} \approx 1$ sein, wenn ω_0 die Eigenfrequenz des Empfangssystems ist. Berücksichtigt man dies, so läßt sich den angegebenen Gleichungen die Form

$$\left.\begin{aligned}
a &= \frac{A}{L\omega\sqrt{4\left(1-\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2+\frac{\delta^2}{\pi^2}}} \qquad b = \frac{A\,k/2}{L\omega\sqrt{4\left(1-\frac{\omega_0}{\omega-\Omega}\right)^2+\frac{\delta^2}{\pi^2}}} \\
c &= \frac{A\,k/2}{L\omega\sqrt{4\left(1-\frac{\omega_0}{\omega+\Omega}\right)^2+\frac{\delta^2}{\pi^2}}} \\
\operatorname{tg}\varphi &= \frac{2\left(1-\frac{\omega_0}{\omega}\right)}{\delta/\pi} \qquad \operatorname{tg}\psi = \frac{2\left(1-\frac{\omega_0}{\omega-\Omega}\right)}{\delta/\pi} \\
\operatorname{tg}\chi &= \frac{2\left(1-\frac{\omega_0}{\omega+\Omega}\right)}{\delta/\pi}
\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

geben, wenn man mit δ das Dekrement des Empfangssystems bezeichnet.

§ 2. Der Fall der Hochfrequenzresonanz.

Ist das Empfangssystem genau in Resonanz mit der HF des Senders, d. h. ist $\omega_0 = \omega$, so wird unter den gemachten Voraussetzungen

$$\left.\begin{aligned}
a &= \frac{A}{L\omega\cdot\delta/\pi}, \qquad b = c = \frac{A\,k/2}{L\omega\sqrt{4\frac{\Omega^2}{\omega^2}+\frac{\delta^2}{\pi^2}}} \\
\operatorname{tg}\varphi &= 0, \qquad \operatorname{tg}\psi = -\operatorname{tg}\chi = -2\,\frac{\Omega/\omega}{\delta/\pi}
\end{aligned}\right\} \quad (6)$$

In diesem Falle können die 3 Teile, aus welchen der Empfangsstrom i nach Gl. (4) besteht, wieder zusammengesetzt werden in eine modulierte HF-Schwingung derselben Art, wie sie die E.M.K. Gl. (1) dar-

---

werden. Man erhält im allgemeinen 3 Schwebungstöne, die ein einigermaßen geübtes Ohr leicht voneinander trennt. Außerdem kann durch allmähliche Verstellung des Überlagerers von diesen Schwebungstönen einer nach dem anderen unhörbar gemacht werden.

stellt. Es läßt sich nämlich in diesem Falle der Ausdruck für i umformen in

$$i = a\left[1 + \frac{2b}{a}\sin(\Omega t + \psi)\right]\sin\omega t = a[1 + k'\sin(\Omega t + \psi)]\sin\omega t \qquad (7)$$

Der zeitliche Verlauf dieses Stroms unterscheidet sich von demjenigen der E.M.K. und damit auch demjenigen der Senderschwingungen nur dadurch, daß die modulierende NF eine Phasenverschiebung und die Modulation eine Verkleinerung erlitten hat. Das letztere geht daraus hervor, daß die jetzige Modulation

$$k' = \frac{k\,\delta/\pi}{\sqrt{4\frac{\Omega^2}{\omega^2} + \frac{\delta^2}{\pi^2}}} \qquad (8)$$

notwendigerweise kleiner als die ursprüngliche Modulation k ist und zwar bei gegebenem Verhältnis der NF zur HF um so kleiner, ein

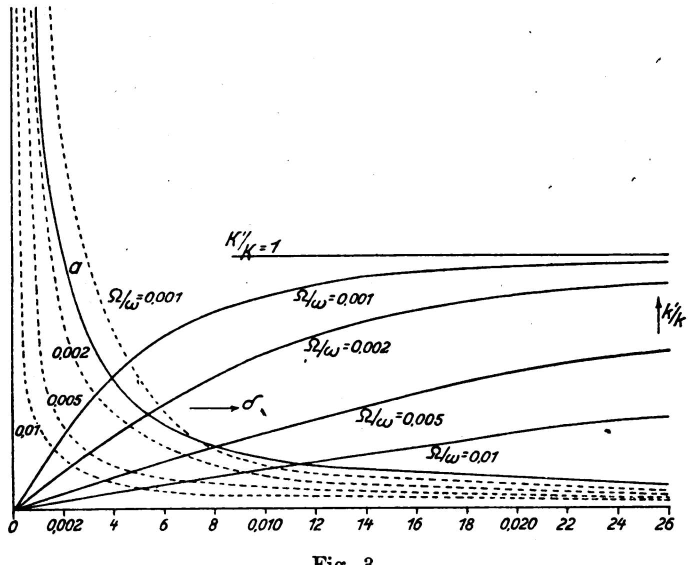


Fig. 3.

je kleineres Dekrement δ das Empfangssystem besitzt. Es darf daraus aber nicht der Schluß gezogen werden, daß ein großes Dekrement im Empfänger günstiger sei als ein kleines. Denn die Amplitude des Stroms i_N im NF-Kreis ABK (Fig. 2) des Empfängers hängt nicht nur von der Modulation, sondern auch von der Amplitude [a Gl. (7)]

des HF.-Stroms ab; diese wird um so größer, je kleiner das Dekrement ist. Wie die Verhältnisse liegen, zeigt Fig. 3. In den ausgezogenen Kurven ist sowohl die Modulation d. h. tatsächlich das Verhältnis k'/k, als auch die HF-Amplitude a in ihrer Abhängigkeit vom Dekrement δ aufgetragen und zwar die Werte von k'/k für die verschiedenen Verhältnisse der NF zur HF (Ω/ω). Der Anschaulichkeit halber ist außerdem in den Fig. 4a und 4b der zeitliche Verlauf des

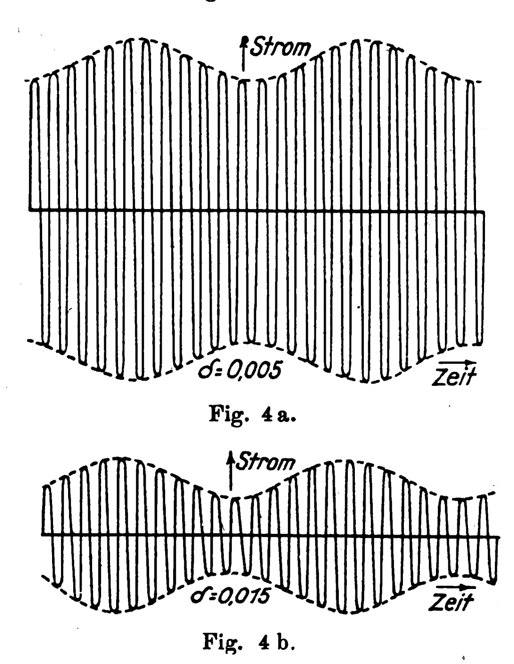


Fig. 4 a.

Fig. 4 b.

Empfangsstroms i gezeichnet, wie er durch einen Sendestrom von der Form Fig. 1 in einem Empfangssystem mit dem Dekrement $\delta = 0{,}005$ bzw. 0,015 hervorgerufen würde.

Für den Strom i_N im NF-Kreis des Empfängers (Fig. 2) ist nicht nur der zeitliche Verlauf des Stroms i im HF-System maßgebend, sondern auch das Verhalten des Detektors, der den modulierten HF-Strom i in den niederfrequenten Strom i_N verwandelt. In Wirklichkeit ist bei den wichtigsten Detektoren der Gleichstrom, den sie während einer HF-Periode liefern, mindestens annähernd proportional dem Quadrat der HF-Spannungsamplitude, die während derselben Periode auf den Detektor wirkt, und die im vorliegenden Fall der

Amplitude des Empfangsstroms i proportional ist. Unter dieser Annahme erhält man den NF-Strom i_N in der Form

$$\begin{aligned} i_N &= q a^2 [1 + 2k' \sin(\Omega t + \psi) + k'^2 \sin^2(\Omega t + \psi)] \\ &= q a^2 \left[1 + 2k' \sin(\Omega t + \psi) + \frac{k'^2(1 - \cos 2(\Omega t + \psi))}{2}\right] \end{aligned} \tag{9}$$

worin q ein Proportionalitätsfaktor ist. Der NF-Strom besteht also — abgesehen von einer unwesentlichen Gleichstromkomponente — aus einem Wechselstrom von der NF $\Omega/2\pi$ und dessen zweiter Harmonischen. Die Amplitude der letzteren ist stets erheblich kleiner als diejenige der ersteren — das Verhältnis ihrer Amplituden ist $k'/4$ —; außerdem fällt ihre Wirkung fort, wenn man im Empfänger NF-Resonanz verwendet (vgl. § 4). In diesem Fall ist dann die Lautstärke allein bestimmt durch die Amplitude der Grundschwingung von der Frequenz $N = \Omega/2\pi$, für die sich aus Gl. (9)

$$J_N = 2 q a^2 k' \tag{9a}$$

ergibt. Diese Amplitude ist in den gestrichelten Kurven von Fig. 3 in Abhängigkeit vom Dekrement für verschiedene Verhältnisse Ω/ω aufgezeichnet. Danach wächst diese Amplitude wegen des überwiegenden Einflusses des Faktors a^2 mit Verkleinerung des Dekrements im Empfangssystem unbegrenzt an, obwohl der Modulationsgrad k' nach 0 konvergiert[1]). Sie wird ferner bei demselben Dekrement um so größer, je kleiner die modulierende NF $N = \Omega/2\pi$ im Verhältnis zur HF $n = \omega/2\pi$ ist.

§ 3. Die Resonanzkurven.

Praktisch ist als Resonanzkurve für den vorliegenden Fall die Kurve zu betrachten, welche die NF-Amplitude J_N in ihrer Abhängigkeit von der Eigenfrequenz des HF-Systems (Antenne) im Empfänger darstellt. Sie läßt sich ermitteln auf Grund der allgemeinen Be-

1) Für die drahtlose Telephonie liegen die Verhältnisse folgendermaßen: Je niedriger das Dekrement ist, um so größer wird die Amplitude des NF-Stroms im Empfänger, um so größer ist aber gleichzeitig die Verschiedenheit zwischen den Amplituden der verschiedenen Töne [vgl. Gl. (8) und (9a)] und damit die Verzerrung der Sprache. Man wird also hier das Dekrement auf ein Optimum einzustellen haben, bei dem die Amplitude genügend groß und die Verzerrung noch erträglich ist. Irrig ist die Ansicht, daß für die Telephonie ein starkgedämpfter Empfänger auf alle Fälle günstiger sei als ein schwachgedämpfter.



ziehungen in § 1 und unter der in § 2 gemachten Annahme über die Wirkung des Detektors.

Im allgemeinen Fall ist i gegeben durch Gl. (4), demnach nicht zu einer modulierten HF-Schwingung einfacher Art zusammenzusetzen. Das Stromquadrat ergiht sich daraus zu

$$i^2 = [a \sin(\omega t - \varphi) + b \cos[(\omega - \Omega)t - \psi] - c \cos[(\omega + \Omega)t - \chi)]^2 \quad (10)$$

Da der vom Detektor abgegebene Gleich- bzw. NF-Strom i_N während jeder HF-Periode dem Quadrat der Amplitude des HF-Stroms i während derselben HF-Periode proportional sein soll, so erhält man den zeitlichen Verlauf des NF-Stroms i_N, abgesehen von einem Proportionalitätsfaktor, indem man die Berandung der Kurve von i^2 zeichnet. Auf rechnerischem Wege folgt diese Berandungskurve am einfachsten, indem man aus der Beziehung von i^2 und der Bedingung für einen maximalen Wert von i^2 ω eliminiert. Das ist unter denselben vereinfachenden Annahmen, die in § 1 gemacht wurden, möglich und führt auf den Ausdruck

$$\begin{aligned} i_N = a^2 + b^2 + c^2 + 2a\sqrt{b^2 + c^2 + 2bc\cos[2\varphi - (\chi + \psi)]} \\ \sin(\Omega t + \gamma) - 2bc\cos(2\Omega t + \psi - \chi). \end{aligned} \quad (11)$$

Für die Amplitude J_N der Grundschwingungen gilt also

$$J_N = q \cdot 2a\sqrt{b^2 + c^2 + 2bc\cos[2\varphi - (\chi + \psi)]}, \quad (12)$$

eine Beziehung, die für den Ausdruck unter der Wurzel eine bequeme Dreieckskonstruktion zuläßt.

Diese Amplitude J_N des NF.-Stroms ist in ihrer Abhängigkeit von der Verstimmung $\left(x = \frac{\omega_0 - \omega}{\omega}\right)$ in Fig. 5 dargestellt und zwar für verschiedene Dekremente des Empfangssystems bei festgehaltenem Wert der NF (tatsächlich $\Omega/\omega = 0{,}05$). Vorausgesetzt ist dabei als Modulation (k) der Senderschwingungen 0,8, entsprechend Fig. 1. Außerdem ist der Maßstab für die Ordinaten der verschiedenen Kurven so gewählt, daß die Scheitel der Kurven auf denselben Punkt fallen, d. h. es sind als Ordinaten die Verhältnisse der Amplituden zur Maximalamplitude aufgetragen. Der absolute Wert der Maximalamplitude ist aus Fig. 3 zu entnehmen.[1]) Die gestrichelte Kurve stellt die Resonanzkurve dar, die man mit demselben Empfangssystem,

1) Der Verlauf der Resonanzkurven hängt nur ab von dem Verhältnis $(\Omega/\omega):\delta$. Es können also aus Fig. 3 die Resonanzkurven noch für eine Anzahl anderer Fälle abgeleitet werden.



auf das sich Kurve 0,018 bezieht, und mit demselben Detektor für die unmodulierte Senderschwingung z. B. bei galvanometrischem Empfang erhalten würde. Ein Vergleich der beiden Kurven zeigt, daß bei großem Dekrement die Resonanzkurve beim Telephonempfang der modulierten Schwingung nur wenig abweicht von der Resonanzkurve der unmodulierten Schwingung. Bei verschwindend kleinem Dekrement

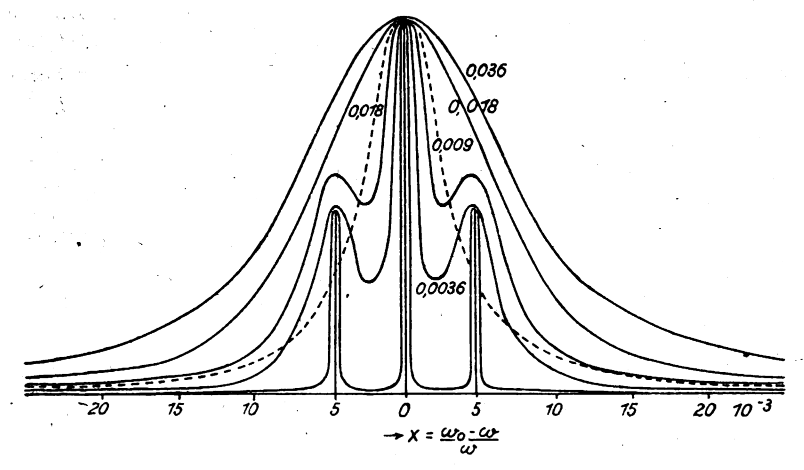


Fig. 5.

unterscheidet sich aber die Resonanzkurve der modulierten Schwingung von derjenigen der unmodulierten erheblich dadurch, daß die letztere nur ein Maximum bei der Verstimmung 0 (d. h. $\omega_0 = \omega$), die erstere dagegen außer diesem Maximum noch 2 weitere für die Frequenzen $\frac{\omega + \Omega}{2\pi}$ und $\frac{\omega - \Omega}{2\pi}$ besitzt, deren Ordinaten die Hälfte derjenigen des Hauptmaximums sind. Die Resonanzkurven für mittlere Dekremente liegen zwischen diesen Grenzfällen in der Weise, wie es Fig. 5 veranschaulicht. In der Nähe des Hauptmaximums (mittlerer Scheitel der Resonanzkurve) ist, wie die Durchrechnung zeigt, der Verlauf der Resonanzkurve der modulierten Schwingung bei allen Werten des Dekrements zwar breiter, der Form nach aber wenig verschieden von der Resonanzkurve der unmodulierten Schwingung.

§ 4. **Niederfrequenzresonanz.**

Der Gedanke bei der Benützung von Sendern mit modulierten HF-Schwingungen z. B. der Form Fig. 1 ist bekanntlich der, daß es

möglich ist in diesem Fall im Empfänger sowohl HF- als NF-Resonanz auszunützen derart, daß ein Empfänger nur dann maximal anspricht, wenn er in Resonanz ist sowohl mit der HF, als mit der modulierenden NF des Senders. Auf diese doppelte Abstimmöglichkeit läßt sich ein selektiver Anruf gründen; ein solches System kann aber auch in Frage kommen, wenn für mehrere Sender nur ein begrenztes Gebiet von Hochfrequenzen zur Verfügung steht. Zu diesem Zwecke muß der Empfänger einen niederfrequenten Schwingungskreis enthalten. Eine Anordnung dieser Art ist in Fig. 6 in einfachster Form

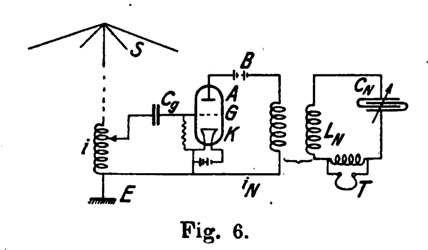


Fig. 6.

schematisch dargestellt; er würde auf einen modulierten Sender nur dann maximal reagieren, wenn sein HF-Kreis (Antenne) mit der HF des Senders und gleichzeitig sein NF-Kreis ($C_N L_N$) mit der modulierenden NF. in Resonanz steht.[1])

Ist für das erstere gesorgt, so ist die Kurve, welche die Abhängigkeit des Stroms im NF-Kreis $C_N L_N$ und damit des Telephonstroms von der NF des Senders ausdrückt, einfach die normale Resonanzkurve, die dem Dekrement des NF-Kreises $C_N L_N$ entspricht.[2]) Diese Resonanzkurve bestimmt dann auch die Frage, wie weit 2 Sender, die mit derselben HF arbeiten, mit ihren Niederfrequenzen voneinander entfernt liegen müssen, wenn ein Empfänger von der Form Fig. 6 nur einen von ihnen ohne Störung durch den anderen aufnehmen soll. Nötig ist dabei allerdings eine Festsetzung darüber, welcher Bruchteil der maximalen Amplitude des NF-Stroms noch als Störung anzusehen ist. Nimmt man an, daß 10 $^0/_0$ dieser Maximal-Amplitude eben nicht

1) Das Bedenken gegen die Verwendung eines NF-Resonanzkreises im Empfänger ist bekanntlich, daß bei Schnellbetrieb die Zeiten, die für das Aufschaukeln des NF-Stroms zur Verfügung stehen, zu kurz werden. Dasselbe Bedenken gilt aber natürlich ebenso beim Schwebungsempfang von ungedämpften, unmodulierten Schwingungen, wenn NF-Resonanz ausgenützt werden soll.

2) Und zwar bei der Schaltung von Fig. 6 auch dann, wenn er mit dem Anodenkreis (i_N) fest gekoppelt ist.

mehr stört, und bezeichnet man mit $100 \frac{\varDelta \Omega}{\Omega}$ den prozentualen Unterschied, den ein zweiter Sender in seiner NF haben muß, um nicht mehr zu stören, so ergibt die Rechnung für $100 \frac{\varDelta \Omega}{\Omega}$ bei den verschiedenen Dekrementen δ des NF-Kreises $C_N L_N$ die folgenden Werte:

δ	$100 \varDelta \Omega / \Omega$	Zahl der Stationen S
0,001	0,159	14 260
0,005	0,795	2 657
0,010	1,59	1 450
0,050	7,95	301
0,100	15,9	156

Betrachtet man als untere Grenze für die Töne, die praktisch noch zu brauchen sind, die Frequenz 250/sek. und als obere eine Frequenz von 2500/sek, so würde die Zahl S der Stationen, die mit derselben HF aber verschiedenen Niederfrequenzen ohne gegenseitige Störung arbeiten können, die in der obenstehenden Tabelle angegebene sein.[1]) Von diesen Zahlen, die nur auf Grund der NF-Resonanzkurve berechnet wurden, geht selbst derjenige für das sehr hohe Dekrement von 0,1 noch weit über die praktischen Bedürfnisse hinaus. Die Zahl verkleinert sich aber infolge der auf Seite 99 festgestellten Tatsache, daß der NF-Strom i_N, der von einem Sender mit der NF N hervorgerufen wird, auch eine Komponente von der Frequenz $2N$ enthält. Wenn also die NF N einem Sender zugeteilt ist, so würde die Frequenz $2N$ für einen anderen Sender nicht mehr verfügbar sein, da dessen Empfänger sonst durch den Sender mit der Frequenz N gestört werden könnte.

Die Zahl der Stationen reduziert sich aber noch weiter. Die Frage nach dem störungsfreien Nebeneinanderarbeiten von mehreren Stationen läßt sich nämlich nicht einfach auf Grund der NF-Resonanzkurve beurteilen. Man hat vielmehr den NF-Strom i_N wirklich zu berechnen, der in einem Empfänger von der Form Fig. 6 entsteht, wenn auf ihn 2 Sender mit derselben HF, aber verschiedenen Niederfrequenzen (N_1 und N_2) wirken. Die Rechnung, die in genau derselben Weise durchgeführt werden kann, wie diejenige auf S. 96 ff., zeigt folgendes.

---

1) S bestimmt sich aus der Beziehung:

$$\left(1 + \frac{\varDelta \Omega}{\Omega}\right)^S = \frac{2500}{250}$$

Wenn die Hochfrequenzen n_1 und n_2 der beiden Sender merklich gleich[1]) sind, so treten in dem NF-Strom i_N nicht nur die Frequenzen N_1 und N_2, sondern auch die Kombinationsfrequenzen $N_1 + N_2$ und $N_1 - N_2$ auf. Bei der Verteilung der Niederfrequenzen auf die verschiedenen Stationen müßte also vermieden werden, daß die Frequenz $N_1 + N_2$ oder $N_1 - N_2$ irgendeinem Sender zugeteilt wird.

Eine zweite Gruppe von Kombinationstönen entsteht dann, wenn 2 (oder mehrere) Stationen, die mit merklich denselben Hochfrequenzen arbeiten sollen, tatsächlich doch solche Unterschiede in ihren Hochfrequenzen n_1 und n_2 haben, daß die Differenz $n_1 - n_2$ in das Gebiet der hörbaren Töne fällt. Da in diesem Fall die 2 Sender in demselben Empfänger HF-Schwingungen mit den Frequenzen n_1 und n_2 erzeugen, wenn auch mit verschiedener Amplitude, so muß in dem betreffenden Empfänger der Schwebungston mit der Frequenz $n_1 - n_2$ hervorgerufen werden. Außerdem aber läßt sich in derselben Weise, wie bei den Berechnungen auf Seite 96 ff. und unter denselben Annahmen wie dort, leicht ableiten, daß auch noch die Kombinationsfrequenzen

$$N_1 \pm (n_1 - n_2), \qquad N_2 \pm (n_1 - n_2)$$
$$(N_1 + N_2) \pm (n_1 - n_2), \qquad (N_1 - N_2) \pm (n_1 - n_2)$$

produziert werden können, wenn auch mit kleinerer Amplitude. Diese Frequenzen stören zwar nur dann, wenn sie zufällig mit einer Frequenz zusammenfallen, auf die der NF-Kreis irgendeines Empfängers abgestimmt ist. Da sie aber ihrer Entstehung nach veränderlich sein werden, so lassen sie sich durch bloße Disposition über die Niederfrequenzen der verschiedenen Stationen nicht grundsätzlich vermeiden; wenn sie wirklich praktisch vorkommen sollten, können sie nur von Fall zu Fall durch Verständigung mit der störenden Station beseitigt werden.

§ 5. Vergleich mit dem Schwebungsempfang unmodulierter Schwingungen.

Bei der Verwendung von modulierten Schwingungen für einen selektiven Anruf kommen die zuletzt angeführten Störungen kaum in Betracht; gegen die Benützung solcher Schwingungen zur Betätigung eines selektiven Anrufes lassen sich überhaupt kaum Bedenken er-

1) Dabei ist hier unter „merklich gleich" zu verstehen der Fall, daß $n_1 - n_2$ klein ist gegen die Frequenz eines hörbaren Tons. Mit der Möglichkeit, daß die beiden Hochfrequenzen genau gleich sind, wird man praktisch nicht zu rechnen haben.

heben. Fraglich kann es aber sein, ob ihre Verwendung für einen normalen drahtlosen Verkehr gegenüber unmodulierten ungedämpften Schwingungen mit Schwebungsempfang Vorteile bietet.

Wie die Verhältnisse liegen, läßt sich wohl am besten an einem Beispiel beurteilen.

Im allgemeinen wird kaum das Bedürfnis vorliegen mehr als 5 Stationen mit derselben HF aber verschiedener NF arbeiten zu lassen. Es sei deshalb angenommen, daß die Zahl der Stationen 5 sei mit den Niederfrequenzen 500, 550, 610, 700, 780/sek. Die HF dieser Stationen sei 100 000/sek. ($\lambda = 3000$ m). Bei dieser Festsetzung ist der Abstand der Niederfrequenzen so, daß eine gegenseitige Störung dieser Stationen schon dann nicht eintritt, wenn der NF-Kreis ihrer Empfänger ein Dekrement $\delta = 0{,}06$ besitzt[1]). Störungen von der Type $2N$ (S. 103) oder der Type $N_1 + N_2$ bzw. $N_1 - N_2$ (S. 104) würden ebenfalls nicht auftreten können. Von dieser Seite liegen also keine Bedenken gegen ein störungsfreies Nebeneinanderarbeiten der Stationen vor. Als einzige Schwierigkeit kommt in Betracht, daß von den 5 Stationen, die natürlich nicht genau die HF 100 000/sek. haben werden, zufällig 2 eine solche Differenz ihrer HF besitzen, daß einer der auf Seite 104 besprochenen Kombinationstöne so nahe mit der NF eines der Empfänger zusammenfällt, daß derselbe anspricht. Im übrigen wird an die Genauigkeit der HF und ebenso der NF — und zwar weder an ihre Einstellung noch an ihre Konstanz — keine größere Anforderung gestellt, als sie durch die Resonanzschärfe des HF-Kreises bzw. des NF-Kreises im Empfänger bedingt ist.

Durch diese Stationen würde dann für die HF ein Gebiet belegt, das bei verschwindend kleinem Dekrement der Hochfrequenzkreise im Empfänger von 99 220 bis 100 780, bei mittlerem Dekrement etwa von 99 000 bis 101 000 reichen würde. Es ist theoretisch sehr gut möglich in dieses Gebiet 5 Stationen mit unmodulierten ungedämpften Schwingungen aber verschiedenen Hochfrequenzen zu legen und dieselben durch Schwebungsempfang ohne Tonselektion getrennt aufzunehmen. Der Abstand zwischen den Hochfrequenzen der einzelnen Stationen müßte dann 0,4 %. sein. Eine Schwankung der HF um diesen Betrag oder eine ebenso große Unsicherheit in der Abstimmung der Stationen würde also ein gleichzeitiges, störungsfreies Arbeiten unmöglich machen. Dieses Bedenken ist nicht leicht zu nehmen. Eine

---

1) Es ist zu bedenken, daß durch Rückkopplung des NF-Kreises das Dekrement desselben beliebig herabgedrückt werden kann.

Genauigkeit der Abstimmung, wie sie hier verlangt wird, ist durch die gewöhnlichen Abstimmittel (Wellenmesser) sicher nicht zu erreichen, und die Forderung, die damit an die Konstanz der HF gestellt wird und zwar über eine sehr lange Zeit, ist wohl auch nicht weit von der Grenze dessen, was die modernen Sendemethoden in der Praxis noch leisten.

Daran würde auch die Verwendung eines abgestimmten NF-Kreises im Empfänger (Tonselektion) nichts wesentliches ändern. Es besteht hier ganz allgemein das Verhältnis, daß jede Maßregel, welche die Störung durch die Sender mit den benachbarten Hochfrequenzen reduziert, entsprechend schärfere Bedingungen der Konstanz des eigenen Senders oder der Geschicklichkeit des Empfangs-Telegraphisten auferlegt, der die Schwankungen der HF des für ihn bestimmten Senders durch Nachdrehen seines Überlagerers auszugleichen hat. Dabei muß besonders betont werden, daß die Anforderungen, die in diesem Fall ein scharf abgestimmter NF-Kreis im Empfänger an die Konstanz der HF im Sender stellt, im Verhältnis der HF zur NF größer ist, als die Forderung, die man im Fall der Verwendung modulierter Schwingungen an die NF des Senders zu stellen hat. So wenig die Möglichkeit des gleichzeitigen Betriebes von mehreren unmodulierten Stationen, deren Hochfrequenzen nur ca. 0,4 % voneinander verschieden sind, bestritten werden soll, so wenig kann ein Zweifel darüber bestehen, daß ein solcher Betrieb sehr subtil würde. Ein Betrieb mit modulierten Sendern, wie er oben besprochen wurde, würde dem gegenüber als robust zu bezeichnen sein.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

Untersuchung eines Elektronenrelais auf Grund elektrostatischer Ablenkung des Elektronenbündels durch ein Querfeld.

Von **Arthur Gebbert.**

In Bd. 19, Heft 3, Jahrg. 1922, dieser Zeitschrift[1]) ist ein Transversalsteuerrohr beschrieben, welches gestattet, einen durch eine Mantelkathode *f, m* (s. Fig. 1) erzeugten Elektronenstrom durch den Schlitz

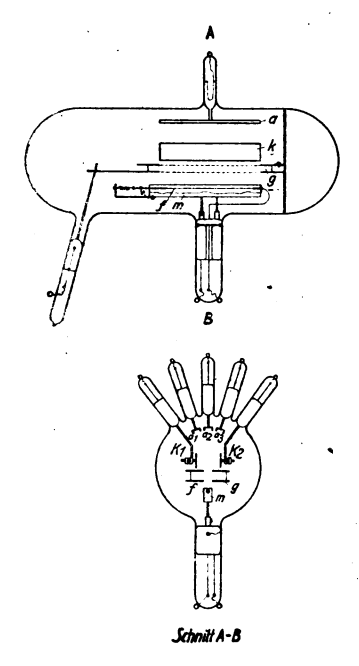


Fig. 1.

einer Hilfsanode g, treten zu lassen, so daß er durch ein mittels der Ablenkbleche k_1 und k_2 erzeugtes Querfeld auf verschiedene Anoden a_1, a_2 und a_3 gelenkt werden kann. Auf Anregung von Prof. Dieckmann versuchte ich daraufhin, die inneren Eigenschaften und

1) M. Dieckmann u. A. Gebbert, Elektronenrelais auf Grund elektrostatischer Ablenkung des Elektronenbündels durch ein Querfeld, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **19**, H. 3, S. 194, 1922.

günstigsten Betriebsbedingungen jenes Rohres zu ermitteln, um Verbesserungsmöglichkeiten zu finden und ein klareres Bild über die Anwendbarkeit der Querablenkung an Stelle der bei den gebräuchlichen Gitterrohren angewandten Steuerung in der Bewegungsrichtung der Elektronen zu gewinnen. Da die Ergebnisse der Untersuchung ein günstigeres Bild ergeben, als es die schon mitgeteilten ersten Versuche versprachen, glaube ich, ihnen allgemeineres Interesse zuschreiben zu dürfen.

Der Aufbau des Rohres ist aus Fig. 1 zu ersehen. Die Erzeugung des Hochvakuums gelang, abgesehen von den bei der Herstellung und dem Pumpen des Rohres getroffenen üblichen Maßnahmen, durch eine über einen mehrmonatlichen Zeitraum ausgedehnte Selbstentgasung desselben mittels teilweiser Verdampfung des Glühfadens und elektrischer Bindung vorhandener Gasreste.[1]) Kriterien dafür, daß auch bei längerem Betrieb des Rohres der Druck keinesfalls höher als von der Größenordnung 10^{-5} mm Hg war, boten sich darin, daß bei Anwendung von Entladespannungen von 1000 V Gleichstrom und Elektronenstromstärken von 60 mA und mehr keine Stoßionisation mehr auftrat, und sich auch bei sofort darauf angelegten hohen Induktorspannungen und ungeheiztem Glühfaden außer direktem Funkenübergang an nahe benachbarten Elektroden (Brückenbildung und Spitzenwirkung) keine Leuchterscheinungen zeigten. Auch deckten sich die nach Möller bei zu- und abnehmenden Entladespannungen aufgenommenen Anodenstromkennlinien nahezu vollständig.

Elektrodenspannungen und Charakteristiken.

Bei jedem Elektronenrelais hängen die Steilheiten der Anodenstromkennlinien, abgesehen vom mechanischen Aufbau, im wesentlichen von den Geschwindigkeiten und der räumlichen Dichte der Elektronen im steuernden Felde ab. Die Einflüsse beider Faktoren bei der gegebenen Elektrodenanordnung festzustellen, bildete deshalb den hauptsächlichsten Teil der Untersuchung.

An Hand einiger Emissionsstromkennlinien bei verschiedenen Heizstromstärken wurden letztere so hoch gewählt, daß auch bei den höchsten angewandten Gleichspannungen von 600 bis 800 V Sättigung nicht eintrat. Die Aufnahme einer Gruppe von Anodenstromcharakteristiken: I_a/E_a bei verschiedenen konstanten Hilfsanodenspannungen:

1) S. a. I. Langmuir, Chemische Reaktionen bei sehr niederen Drucken, Ztschr. f. anorg. Chemie 85, S. 261, 1914.



E_g bestätigte die von vornherein plausible Annahme, daß die gemeinsame Spannung E_a der drei Anoden am günstigsten stets gleich der Spannung E_g der Hilfsanode gewählt wird ($E_{a,g} = E_a = E_g$). Ist E_a größer als E_g, so ist auch die Elektronengeschwindigkeit im Steuerraum zwischen den Ablenkblechen k_1 und k_2 größer, ohne daß entsprechend mehr Elektronen zur Anode gelangen. Umgekehrt aber, wenn E_a niederer ist als E_g, so tritt Sekundärstrahlung an den Anoden auf, vergrößert die Raumladung im Steuerbereich und verringert den Anodenstrom I_a.

Wichtig war es nun festzustellen, welchen Einfluß das Gleichstrompotential der Ablenkbleche: E_{qp} bei verschiedenen $E_{a,g}$ auf den Anoden- und Gitterstrom hat. Es wurden deshalb die in Fig. 2

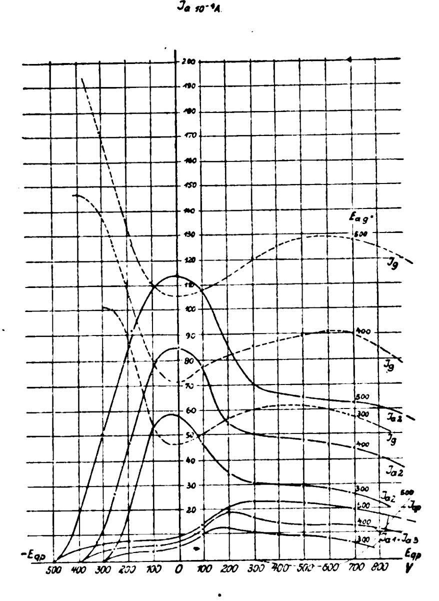


Fig. 2.

wiedergegebenen Charakteristiken aufgenommen. Sie geben die Abhängigkeit der Anodenströme $I_{a1} = I_{a3}$ und I_{a2} sowie der Hilfsanodenströme I_g von E_{qp} wieder bei den konstant gehaltenen Anodenspannungen $E_a = E_g = 300$, 400 und 500 Volt. Die größte Steilheit $S = d\,I_a / d\,E_q$ der erst zu untersuchenden Ablenkcharakteristiken I_a / E_q ist für ein E_{qp} nahe bei Null zu erwarten. Für dieses Gleich-

strompotential der Querelektroden ist auch das Verhältnis des nutzlosen Gitterstromes I_g zum Gesamtanodenstrom $I_a = I_{a1} + I_{a2} + I_{a3}$ am günstigsten. Ebenso ist die Stromverteilung auf die drei Anoden die beste, da durch das niedere Potential der Ablenkbleche das Elektronenband zusammengedrückt wird. Ein bemerkenswerter Strom I_{qp} zu den Querelektroden setzt erst bei $E_{qp} = 700$ V ein, wenn z. B. $E_{ag} = 500$ V beträgt.

Um die Richtigkeit dieser bei der Wahl von E_{qp} maßgebenden so gefundenen Gesichtspunkte praktisch nachzuprüfen, wurden für eine bestimmte Entladespannung $E_{a'g} = 400$ V mehrere Ablenkcharakteristiken bei verschiedenen negativen E_{qp} aufgenommen. Sie sind in Fig. 3 dargestellt. In Anbetracht der geringeren Elektronengeschwindigkeit bei negativen E_{qp} hätte man erwarten sollen, daß das $E_q = E_{q\max}$ für volle Ablenkung des Bündels bei dieser kleiner sein

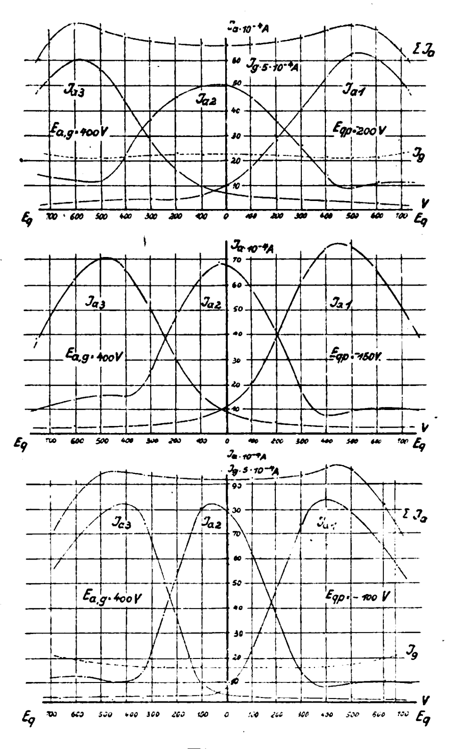


Fig. 3.

müßte als für $E_{qp} = 0$. Das ist jedoch nicht der Fall. Die Steilheit hat (an den steilsten Stellen gemessen) folgende mittlere Werte:

$E_{qp} = 0$	-100	-150	-200 Volt
$S_{\text{mittel}} = 0{,}43$	$0{,}27$	$0{,}2$	$0{,}13 \cdot 10^{-4}$ A/V

Wegen des geradlinigen Verlaufes der $(I_a/E_{qp})E_{a}, _g$ für E_{qp} kleiner als Null müßten die Steilheiten der I_a/E_q ziemlich gleich sein, mindestens aber für $E_{qp} = 0$ kleiner als für negative E_{qp}. Diese scheinbare Inkonsequenz läßt sich zwanglos durch die feldschwächende Wirkung der Raumladung, resp. durch die Leitfähigkeit des Elektronenbandes erklären. Die Abhängigkeit der Querspannungen für volle Ablenkung $E_{q\,\max}$ vom Gleichstrompotential E_{qp} der Ablenkbleche zeigt Fig. 4. Diese das Querfeld schwächende Leitfähigkeit des Elek-

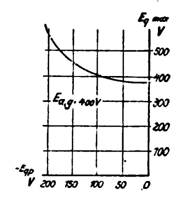


Fig. 4.

tronenbündels ist ein großer Nachteil des Transversalsteuerprinzips gegenüber dem der in der Bewegungsrichtung des Stromes wirkenden Felder. Bei diesem kann nahezu das ganze Spannungsgefälle zwischen den steuernden Elektroden ausgenützt werden, was bei ersterem nicht so einfach möglich ist. Eine Kompensation dieses Nachteils, ohne die Kapazität der Steuerelektroden und damit die Steuerleistung erheblich zu vergrößern, ist nicht möglich.

Die feldschwächende Wirkung der Raumladung zeitigt aber noch ein weiteres unerwünschtes Ergebnis. Offensichtlich sind bei starker Raumladung in der Hauptsteuerzone bei niederen E_{qp} die maximalen Anodenströme der drei Anoden nicht gleich, sondern die der äußeren höher als die der mittleren (Fig. 3). Wie aus dem Verlauf der entsprechenden Charakteristik zu sehen ist, nimmt der Gesamtanodenstrom mit steigender Ablenkung zu. Wahrscheinlich ist das als Folge davon zu betrachten, daß die gesamte Raumladungszone, die sich im Raum der größten Querfeldstärke befindet, bei der Ablenkung nach der positiven Kondensatorplatte zu, etwas stärker entladen wird. Sobald eine Ablenkung über die Außenanoden hinaus eintritt, beginnt

ein Strom durch die positive Ablenkplatte und einen vorgeschalteten Silitwiderstand zur Kathode zu fließen, der einen Abfall des Potentials dieser Platte hervorruft, dergestalt, daß auch das Potential der Steuerzone gesenkt wird. Aus diesem Grunde nimmt bei zu starker Ablenkung der Gesamtanodenstrom stark ab und der Gitterstrom entsprechend zu.

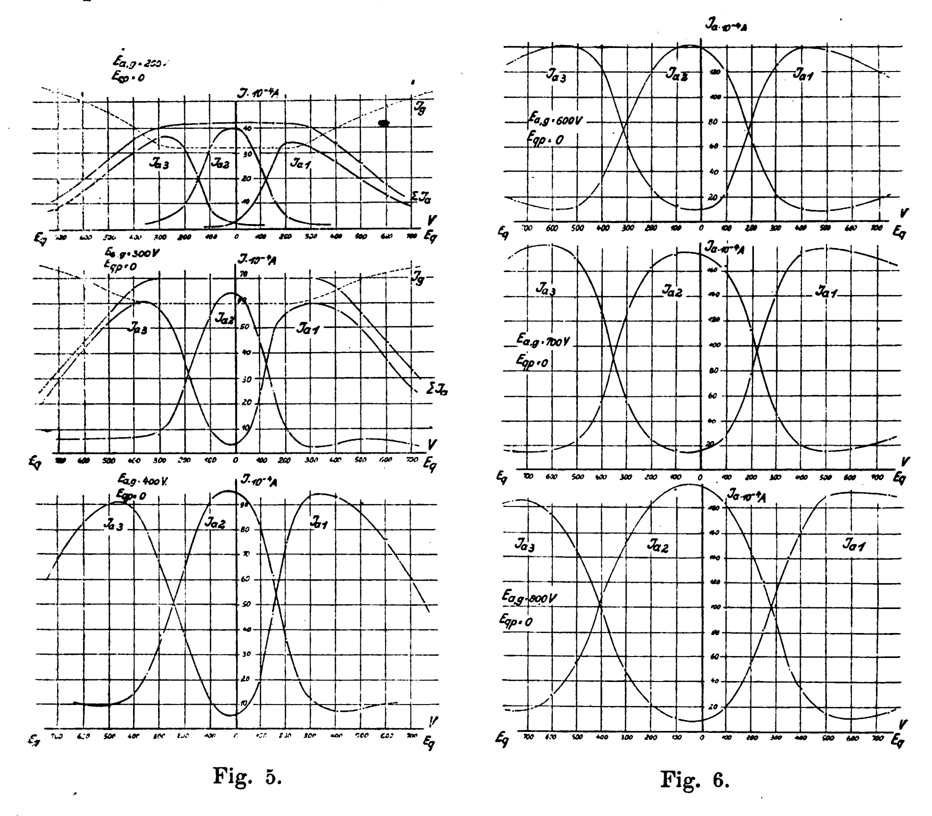


Fig. 5. Fig. 6.

Nachdem so die für das vorliegende Rohr günstigsten Elektrodenpotentiale ermittelt waren, wurden die in Fig. 5 und 6 gezeichneten Ablenkcharakteristiken aufgenommen, welche die Abhängigkeit der drei Anodenströme, sowie zum Teil auch die der Hilfsanodenströme von der Querspannung E_q bei verschiedenen $E_{a',g}$ und für $E_{qp} = 0$ zeigen. Es ist schon weiter oben angedeutet, daß die Steilheiten der Ablenkcharakteristiken [mit der Besserung des Verhältnisses] $I_a : E_{a',g}$ d. h. Stromstärke zu Geschwindigkeit zunehmen muß. Obwohl nun die zur

Versuchsreihe Fig. 5 und 6 zugehörige $(I_a/E_{a',g})$ für $E_{qp} = 0$ wie Fig. 7 zeigt größtenteils gerade verläuft, muß die Ablenksteilheit doch zunehmen, da diese Gerade nicht durch den Koordinatenanfang geht. Sie nimmt auch zu, aber viel stärker als hierdurch bedingt ist. Die mittleren Steilheiten sind bei:

$E_{a',g} =$	200	300	400	600	700	800 Volt
$S_{\text{mittel}} =$	0,24	0,33	0,40	0,52	0,69	0,54 $\frac{\text{A} \cdot 10^{-4}}{\text{V}}$

Offenbar überwiegt auch hierbei die Abnahme der Leitfähigkeit des Strombandes mit steigenden $E_{a',g}$ und $E_{q\,\max}$ über die Verbesserung der Steilheit infolge des Verlaufes der $I_a/E_{a',g}$. Daß die Kurve der

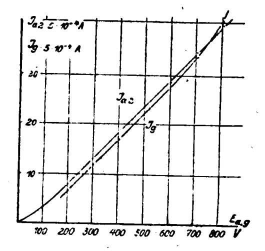


Fig. 7.

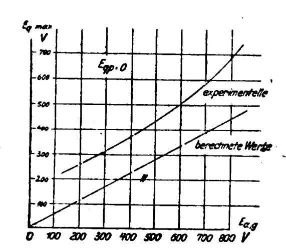


Fig. 8.

Gitterströme diejenige der Anodenströme in Fig. 7 von $E_{a',g} = 700$ V ab übersteigt, ist darin begründet, daß von hier ab die Glühfadenheizung etwas erhöht war, um die steilste Ablenkcharakteristik zu suchen. Dies ist auch der Grund für die Abnahme der Steilheit bei $E_{a',g} = 800$ V.

Im Zusammenhang hiermit und mit der Wirkung der Raumladung im Steuerraum bietet die Darstellung der Fig. 8 einiges von Interesse. Hier sind die Querspannungen $E_{q\,\max}$ für volle Ablenkung abhängig von den Anodenspannungen aufgetragen. Und zwar einmal die aus den Kurven der Fig. 5 und 6 praktisch gewonnenen Werte und das andere Mal die mit Hilfe einer Feldauswertung am vergrößerten Modell gewonnenen theoretischen Ablenkungsspannungen. Die große Abweichung beider Wertereihen voneinander zeigt besonders deutlich die schädliche Wirkung der Raumladung. (Eine erhebliche Feldschwächung durch Ionisation kommt bei dem vorhandenen Vakuum nicht in Frage.) Das Abbiegen der experimentell gefundenen Kurve bei höheren $E_{a',g}$ von der Geraden ist höchstwahrscheinlich wieder der hierbei erhöhten Heizung zuzuschreiben.

Steilheit, innerer Widerstand und Durchgriff.

Die mit dem gegebenen Rohr und den angewandten Spannungen erreichbare Steilheit beträgt an der steilsten Stelle ca. $0{,}7 \cdot 10^{-4}$ A/V pro Charakteristik. Würde die schlechte Querfeldausnützung als Folge der Raumladung vermieden, so würde sie sich nach Fig. 8 auf etwa $1 \cdot 10^{-4}$ A/V erhöhen lassen. Bei geeigneter Schaltung der Anodenstromkreise wird die doppelte Steilheit wirksam, so daß in dieser Beziehung das Rohr wohl mit den Ventilröhren gewöhnlicher Art in Wettbewerb treten kann.

Weit ungünstiger liegen die Verhältnisse, wenn man für den steilsten, geradlinigen Teil der Ablenkcharakteristik den inneren Widerstand und den Durchgriff untersucht. Betrachtet seien die Stromkreise der Anoden a_1 und a_2. Bei Belastung derselben mit gleichen äußeren Widerständen R_{a1} und R_{a2} ändern sich proportional den Strömen I_{a1} und I_{a2} auch die Spannungen E_{a1} und E_{a2}. Die Differenz $E_{a1} - E_{a2} = E_{aq}$ erzeugt ein Anodenquerfeld, dessen Änderung einer von E_q herrührenden Querfeldänderung stets entgegengerichtet ist. Man kann also sinnentsprechend wie bei Eingitterröhren folgende Gleichungen aufstellen:

$$\text{für Anode } a_1: \quad d I_{a1} = \left(\frac{\Delta I_{a1}}{\Delta E_q}\right) E_{aq} \cdot d E_q + \left(\frac{\Delta I_{a1}}{\Delta E_{aq}}\right) E_q \cdot d E_{aq}$$

$$\text{für Anode } a_2: \quad d I_{a2} = -\left(\frac{\Delta I_{a2}}{\Delta E_q}\right) E_{aq} \cdot d E_q - \left(\frac{\Delta I_{a2}}{\Delta E_{aq}}\right) E_q \cdot d E_{aq}$$

Hierin sind die Faktoren von $d E_q$ und von $d E_{aq}$ Analogien der Steilheit resp. des inneren Widerstandes einfacher Gitterröhren. Entsprechend wird die Arbeitssteilheit:

$$S_a = \frac{S}{1 + 2 R_a / R_{iq}}$$

wenn R_a den äußeren Widerstand jedes Anodenstromkreises und R_{iq} den inneren Widerstand für die betrachteten Anoden bedeuten und $(d E_{aq}) = (2 R_a \cdot d I_a)$ gesetzt wird. Weiterhin ist der Durchgriff:

$$D = -\left(\frac{E_q}{E_{aq}}\right)_{I_a}$$

und somit auch $S \cdot D \cdot R_{iq} = \pm 1$.

Um die drei Größen messen zu können wurde für $E_{a,g} = 600$ und 800 V bei verschiedenen konstanten E_q in der Nähe des Bereiches, wo $I_{a1} = I_{a2}$ ist zwischen die Anoden a_1 und a_2 eine ver-

änderliche Spannung E_{aq} gelegt und hiervon abhängig I_{a1} und I_{a2} beobachtet, siehe Fig. 9. Aus den Kurvenscharen dieser Darstellung sind folgende zusammengehörige Werte zu entnehmen:

$E_{a'g}$ Volt	$R_{iq} = \frac{\Delta E_{aq}}{\Delta I_a}$ Ohm	$D = -\frac{\Delta E_q}{\Delta E_{aq}}$	$S = \pm \frac{\Delta I_a}{\Delta E_q}$ A/V
600	$5{,}8 \cdot 10^{-3}$	2,85	$6{,}0 \cdot 10^{-5}$
800	$5{,}5 \cdot 10^{-3}$	2,94	$6{,}0 \cdot 10^{-5}$

Dieses Rohr zeigt somit für die steilste Stelle seiner Charakteristik außerordentlich schlechte Eigenschaften, da der Durchgriff für

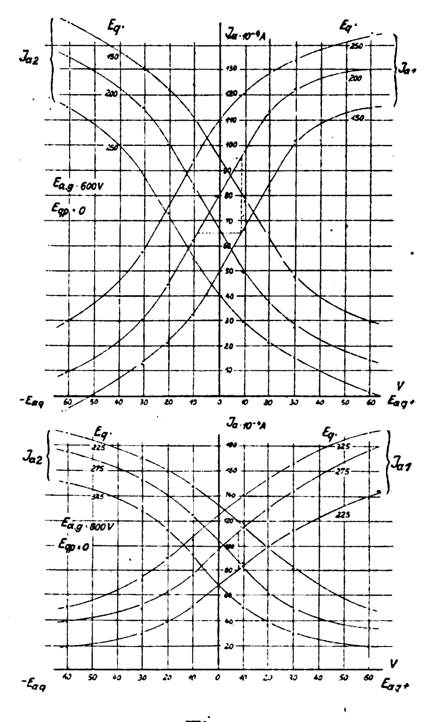


Fig. 9.

diese anstatt ca. 0,1 wie bei Gitterrohren hier 2.8 bis 2,9 beträgt, das Anodenquerfeld also nahezu dreimal so kräftig steuert wie das Hauptfeld. Diese Röhrenkonstanten lassen sich jedoch verbessern. So ergab z. B. dasselbe Rohr nur mit günstiger eingebauten, der Elektronenbahnkurve sich anschmiegenden, gekrümmten Ablenkblechen und

etwas vergrößertem gegenseitigen Abstand der 3 Anoden die in Fig. 10 wiedergegebenen Charakteristiken.. Hierbei war die Steilheit schon für $E_{a',g} = 440$ V $S = 1,8 \cdot 10^{-4}$ A/V und der Durchgriff für die steilste Stelle: $D = 0,5$. Weitere Untersuchungen an diesem verbesserten Rohr konnten aus äußeren Gründen nicht mehr ausgeführt werden.

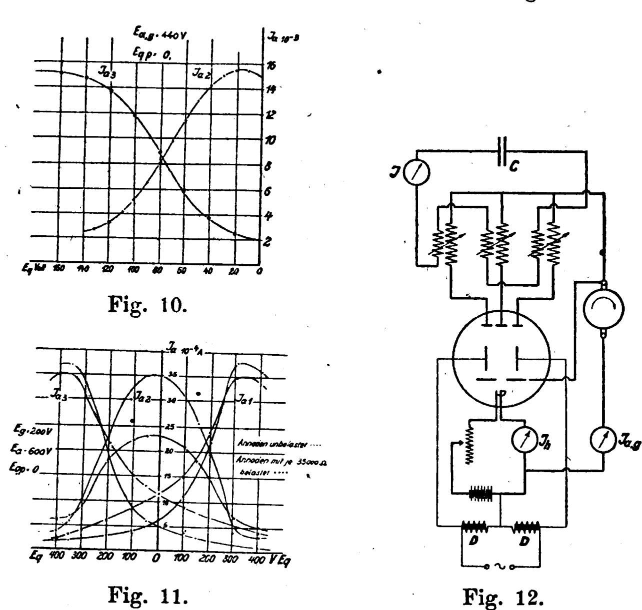


Fig. 10.

Fig. 11.

Fig. 12.

Jedenfalls geht aus dem bisherigen hervor, daß für Verstärkerzwecke das Transversalsteuerprinzip wenig Aussicht auf Erfolg bietet, besonders auch deshalb, weil die Kapazität der Ablenkbleche eine sehr störende Rolle spielt. Etwas besser liegen die Verhältnisse, wenn bei der Anwendung des Rohres die gesamten Charakteristiken durchlaufen werden sollen. Für größere Ablenkungen verbessern sich die Röhreneigenschaften, wie aus Fig. 9 ersichtlich ist, indem R_{iq} zu- und D abnimmt. Einen Überblick über das Verhalten des Rohres bei Belastung der drei Anodenstromkreise mit hohen Widerständen gleicher Größe bietet Fig. 11. Es ergab sich bei diesem Versuch, daß die steuerbare Leistung in jedem der beiden Außenanodenstromkreise bedeutend größer ist als in dem der mittleren Anode. Der Nachteil der bevorzugten Stellung der Seitenanoden ließe sich wahrscheinlich dadurch ausgleichen, daß man die mittlere Anode breiter gestaltet als jene, um das Rohr für Frequenzverdopplung verwenden zu können.

Es wurde jedoch auch schon mit dem hier beschriebenen Umschaltrelais mit der in Fig. 12 wiedergegebenen prinzipiellen Anwendungsschaltung Frequenzverdopplung mit Niederfrequenz von 500 auf 1000 Perioden nachgewiesen.

Aus den im Vorstehenden beschriebenen Versuchen kann gefolgert werden, daß eine Anwendung des Quersteuerprinzips für Zwecke der Lautverstärkung kaum in Frage kommt. Für Umschaltzwecke, Schwingungserzeugung und Frequenzvervielfachung kann es aber wohl nutzbar gemacht werden.

Zum Schlusse möchte ich nicht versäumen, auch an dieser Stelle Herrn Prof. Dieckmann meinen ergebensten Dank für seine vielseitigen Anregungen sowie für die Zurverfügungstellung seines Privatlaboratoriums auszudrücken. Ferner bin ich Herrn Kommerzienrat Niendorf, Erlangen und Herrn Bennemann der Münchener Röntgenröhrenfabrik wegen der mir in weitem Maße gewährten Unterstützung bei Herstellung des Hochvakuumrohres zu größtem Dank verpflichtet.

(Auszug aus einer Münchener Dissertation 1922.)

Über Parallelschaltung von Röhrensendern.

Von **A. Semm.**

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Es ist bekannt, daß sich bei einem Röhrensender die Energie dadurch steigern läßt, daß man mehrere Generatorröhren „parallel" schaltet, d. h. durch Verbindung der entsprechenden Anschlußpunkte der Röhren unter sich. Auf diese Weise hat man Sender gebaut, die bis zu 60 Röhren[1]) enthalten. Aber bei größerer Röhrenzahl treten sehr leicht Schwierigkeiten auf. Die durch die Parallelschaltung der Röhren bedingten Verbindungsleitungen besitzen trotz ihrer geringen Länge schon genügend Selbstinduktion und Kapazität und geben zu „Störschwingungen" Anlaß. Naturgemäß ist die Neigung zu Störschwingungen um so größer, je mehr Röhren verwandt werden. Zwar hat man durch systematische Untersuchung gelernt, diese unerwünschten Schwingungen zu unterdrücken, aber der einfacheren Konstruktion und

1) Jahrbuch f. drahtl. Telegraphie u. Telephonie, Bd. 21, Heft 2, S. 58.



der einfacheren Leitungsführung halber zieht man es im allgemeinen jetzt vor, Sender mit einer geringeren Röhrenzahl, dafür aber die Einzelröhren für größere Leistung zu bauen. In Deutschland werden Röhren für 5 kW Hochfrequenzenergie bei 20000 V Anodengleichspannung hergestellt, während Marconi[1]) für seine Einheitsröhre 4 kW Antennenleistung angibt.

Oft ergibt sich nun auf Sendestationen die Notwendigkeit, mit größerer Energie zu senden als der vorhandene Sender vermag, sei es daß für Schnelltelegraphie eine höhere Energie erforderlich ist, sei es daß ein Verkehr auf eine größere Entfernung aufgenommen werden oder daß ein Sender in Telephonieschaltung die gleiche Entfernung überbrücken soll wie bei Telegraphie. In solchen Fällen wird man etwa durch weiteres Hinzuschalten von Röhren nur wenig erzielen, denn die Maschinen des Senders, die Kopplungs- und Verlängerungsmittel werden nur eine geringe Überlastung vertragen.

Nun verfügen aber die meisten Sendestationen über einen Reservesender oder sie haben für einen gleichzeitigen Verkehr mit mehreren Gegenstationen mehrere Sender. Reicht die Energie eines Senders für irgendeinen Zweck nicht aus, so ist möglich, durch Parallelschaltung zweier oder mehrerer Sender ein Vielfaches der Energie eines Senders zu erhalten. Unter „parallelgeschalteten Sendern" sollen hier solche Sender verstanden sein, von denen jeder einzelne für sich Hochfrequenzenergie auszustrahlen gestattet, und die so miteinander verbunden sind, daß sie durch Betätigung einer einzigen Taste eine Welle mit entsprechend größerer Leistung ausstrahlen können.

Die Parallelschaltung geschieht ausschließlich auf der Hochfrequenzseite. An der Zuführung des Anodengleichstromes und an der Versorgung der Sender mit der erforderlichen Heizenergie wird nichts geändert. Jeder Sender behält seine eigene Maschine für die Anodenspannung und die gleiche Energiequelle für die Röhrenheizung, wie wenn er allein arbeitet. Eine gemeinsame Versorgung der einzelnen Sender ist natürlich auch durchaus möglich. Ebenso ist es ganz gleichgültig, ob der Anodenstrom unmittelbar Hochspannungsmaschinen entnommen wird oder aber aus Wechselstrom mittels Gleichrichter erzeugt wird. Auch ist es nicht erforderlich, daß die Anodengleichspannungen der Einzelsender genau den gleichen Wert haben. Die Bedingungen, unter denen eine Parallelschaltung von Röhrensendern möglich ist, sind folgende:

Als erste Voraussetzung müssen die Röhren der Einzelsender von gleicher Art sein, oder wenigstens muß die bei optimaler Leistungs-

abgabe des einzelnen Sender erforderliche Gitterspannung bei allen Röhren nahezu denselben Wert haben. Zweitens muß die Schaltung der einzelnen Sender dieselbe sein, d. h. die Anoden- und Gitterwechselspannungen müssen bei den Einzelsendern auf dieselbe Weise erzeugt werden. Das Wesen der Parallelschaltung von Röhrensendern besteht darin, daß die Gitterspannungen sämtlicher parallel zu schaltender Sender auf gleiche Frequenz, gleiche Phase und gleiche Größe gebracht werden. Dies erreicht man in einfachster Weise dadurch, daß man die Kathoden der Einzelsender unter sich verbindet, in gleicher Weise die Gitter, und zwischen diese Anschlußpunkte eine Anordnung legt, die für alle Sender gemeinsam die Gitterspannung erzeugt. Je nach der verwandten Schaltung wird die Gitterspannung vom Sender selbst hervorgerufen (durch kapazitive oder induktive Rückkopplung oder durch einen abgestimmten Gitterkreis der Kühn-Huth-Schaltung) oder die Gitterspannung wird einem besonderen Hilfssender entnommen (sog. Fremdsteuerung). Die parallelgeschalteten Sender können nun entweder auf einen gemeinsamen Antennenkreis arbeiten oder aber auch jeder einzelne Sender auf eine besondere Antenne. Im ersteren Fall ist bei Rückkopplung ohne weiteres klar, daß die Frequenz der Gitterwechselspannung mit der Frequenz des gemeinsamen Schwingungskreises übereinstimmt, da ja erstere vom Schwingungsstrom hervorgerufen wird. Durch die Gleichheit der Phase wird erreicht, daß die Einzelsender stets im gleichen Takt arbeiten, daß also niemals ein Sender seine Leistung an einen anderen abgibt. Bei der Gitterkreisschaltung und bei Fremderregung muß die Abstimmung des Schwingungskreises in gleicher Weise erfolgen, als ob nur ein Sender vorhanden wäre.

Arbeitet jeder Sender auf eine besondere Antenne, so ist zu unterscheiden, ob die Sender direkte oder Zwischenkreisschaltung besitzen. Die Möglichkeiten, Röhrensender parallel zu schalten, sind sehr verschiedenartig und sie sollen deshalb in einigen Beispielen besprochen werden. Fig. 1 ist ein Beispiel für Parallelschaltung eines Senders mit 2 Röhren mit einem Sender, der nur eine Schwingungsröhre besitzt. Während der eine Sender Wechselstrombeizung hat und die Anodengleichspannung aus Wechselstrom mittels Gleichrichter gewonnen wird, liefert beim anderen Sender eine Hochspannungsmaschine die erforderliche Hochspannung und der Röhrenheizstrom wird einer Batterie entnommen. Die Gitterspannung von gleicher Frequenz und Phase wird bei diesen Sendern mit kapazitiver Rückkopplung dadurch erreicht, daß die Gitterkondensatoren parallelgeschaltet werden und so

resultierend eine gemeinsame Kapazität für beide Sender ergeben. Waren die Einzelsender auf die gewünschte Welle abgestimmt, so ist nach der Parallelschaltung nur ein geringes Nachstimmen der Röhren-

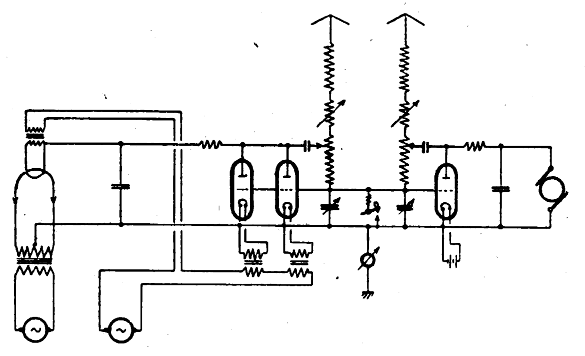


Fig. 1. Parallelschaltung zweier Sender mit kapazitiver Rückkopplung bei Benutzung zweier Antennen.

kopplung und eines der beiden Antennenvariometer erforderlich, bis das in der gemeinsamen Erdleitung liegende Antennenamperemeter einen Höchstwert anzeigt. Bei der kapazitiven Rückkopplung läßt sich

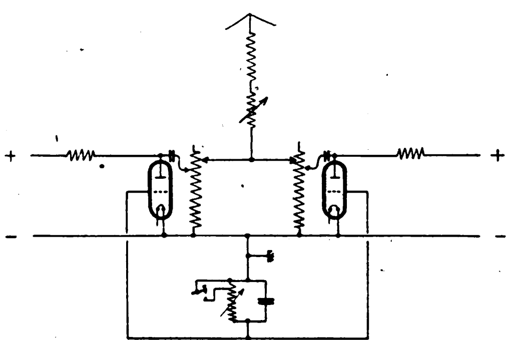


Fig. 2. Parallelschaltung zweier Sender mit abgestimmtem Gitterkreis bei Benutzung einer Antenne.

die Tastung durch Unterbrechen des Gittergleichstromes bewerkstelligen. Die beiden Antennenkreise sind aber durch die Gitterkondensatoren kapazitiv miteinander gekoppelt. Es sind also eigentlich zwei Kopplungswellen möglich; daß in Wirklichkeit immer nur eine Welle zustande kommt, liegt daran, daß bei einer Röhre unter den gegebenen Voraussetzungen nur eine Schwingung rückkopplungsfähig ist. Es

entsteht jeweils die Welle, für welche die Rückkopplungsbedingung am besten erfüllt ist.

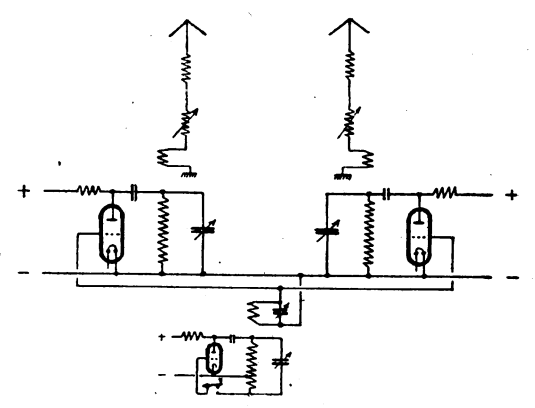


Fig. 3. Parallelschaltung zweier Zwischenkreissenders bei Benutzung zweier Antennen.

In entsprechender Weise geschieht die Parallelschaltung bei Sendern mit abgestimmtem Gitterkreis (siehe Fig. 2). Beim Arbeiten auf

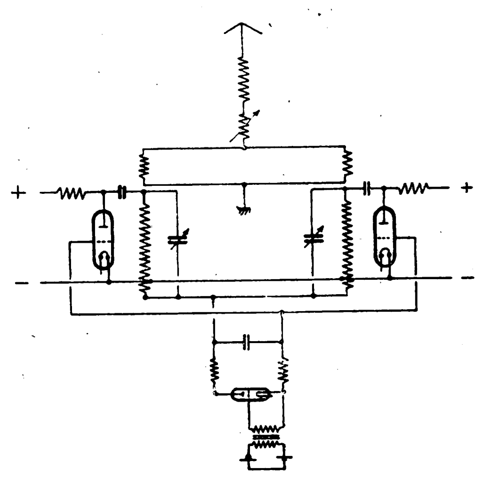


Fig. 4. Parallelschaltung zweier Telephonie-Zwischenkreissenders (Gittergleichstromsteuerung).

eine gemeinsame Antenne werden die „Wellenanschlußpunkte“ der Anodenspule miteinander verbunden. Die Verlängerungsmittel dienen

beiden Sendern gemeinsam. Die in den parallelgeschalteten Anodenspulen von den beiden Sendern hervorgerufenen Amplituden der Anodenwechselspannung addieren sich, da sie gleiche Phase haben und rufen nach erfolgter Abstimmung einen entsprechenden Antennenstrom hervor.

Auch Zwischenkreissender können parallel geschaltet werden. Bei Fig. 3 wird die für die parallel zu schaltenden Sender erforderliche gemeinsame Gitterspannung einem sog. Steuersender entnommen. Die Zwischenkreise werden auf die Frequenz des Steuersenders, die Antennenkreise auf die Zwischenkreise abgestimmt. Bei Benutzung einer gemeinsamen Antenne können die Antennenkopplungsspulen parallel oder in Serie geschaltet werden.

Auch für Telephoniesender ist eine Parallelschaltung ohne weiteres möglich. Besonders einfach sind die Fälle, bei denen die Sprachbeeinflussung auf den gemeinsamen Gitterkreis einwirken kann. Als Beispiel dafür sind in Fig. 4 zwei Zwischenkreissender gezeichnet, bei denen die Telephoniebeeinflussung durch Modulation des Gittergleichstromes in bekannter Weise erfolgt.

Die Schaltung hat sich im Betrieb durchaus bewährt, irgendwelche Schwierigkeiten bei der Bedienung der Sender haben sich nicht ergeben.

Zur Frage nach den Ursachen der Schwankungen in der Empfangsintensität.

Von **B. Iliin.**

Marconi[1]) bemerkte als erster, daß die Radiosignale in der Nacht weiter und sicherer übertragen werden als am Tage. Es muß zwischen der Veränderung der Reichweite und der Veränderung der Empfangsintensität an einem und demselben Ort unterschieden werden.

Außerdem gehen manche Schwankungen in der Empfangsintensität einen regelmäßigen, normalen Gang, andere einen unregelmäßigen, der sich besonders bei einer scharfen Änderung der atmosphärischen Faktoren (Regen, Schnee, bewölkter Himmel usw.) kundgibt.

Die die Schwankungen bedingenden Ursachen können in zwei Gruppen eingeteilt werden: die einen sind in den Veränderungen der sich verbreitenden elektromagnetischen Energie zu sehen, die anderen in dem Sender und dem Empfänger selbst.

1) Electrician **49**, S. 521, 1902; **54**, S. 824, 1905.

Es ist natürlich, in erster Linie anzunehmen, daß das Absorptionsvermögen der Atmosphäre für die elektromagnetischen Wellen im Lauf 24 Stunden wechselt; vor allem absorbiert die stärker am Tage als in der Nacht ionisierte Luft aus diesem Grunde die elektromagnetischen Wellen stärker am Tage als in der Nacht. Wie Zennecks Berechnungen[1]) zeigen, wird der Absorptionskoeffizient der Atmosphäre bei der Vergrößerung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft dennoch nur unbedeutend größer. Die elektrische Leitfähigkeit der Luft ($2 \cdot 10^{-25}$ cgs) ist sehr gering im Vergleich zur Leitfähigkeit des Bodens ($10^{-15} - 10^{-13}$ cgs) und zur Leitfähigkeit des Wassers (für das Meerwasser $10^{-11} - 10^{-10}$ cgs).

Der allgemeine Absorptionskoeffizient ist

$$B' = B + A \frac{\sigma_0}{2 \nu \varepsilon_0}$$

wo das zweite Glied gerade die Veränderung des Absorptionskoeffizienten durch die elektrische Leitfähigkeit der Luft σ_0 vorstellt. Setzt man die entsprechenden Werte ein, so ist $B' = B + 0{,}4 \cdot 10^{-6}$. Im allergünstigsten Fall für den Einfluß der elektrischen Leitfähigkeit der Luft auf die Absorption (die elektromagnetischen Wellen verbreiten sich über dem Meerwasser mit $\sigma = 10^{-10}$ cgs) ist $B = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$, d. h. der Einfluß des zweiten Gliedes übersteigt nicht $2\,^0/_0$. Es ist möglich, daß dies die Frage im für die Absorption negativen Sinne nicht vollständig entscheidet, da dieselbe auch mit anderen meteorologischen Faktoren [Feuchtigkeit, Durchsichtigkeit (?), größere oder kleinere Mengen reflektierender Massen, vertikale Konvektionsströme am Tage zerstören die blattförmige Anordnung der ionisierten Schichten] verknüpft ist, was in der vereinfachten Zenneckschen Ausrechnung nicht in Betracht gezogen ist.

Ein ganz anderer Standpunkt wird von Macdonald-Poincaré[2]), Sommerfeld[3]) Eccles-Fleming[4]) Theorien vorausgesetzt; einmal wird hier die Reflexion des elektromagnetischen Strahls von den verschieden ionisierten und sich verschiedenartig vermischenden Schichten in der Atmosphäre (Heavisides Schicht), zweitens die Beugung des elektromagnetischen Strahls infolge der Veränderung der dielektrischen Konstanten der Atmosphäre in Rechnung gezogen.

1) Ann. d. Phys. 23, S. 862, 1907.
2) Austin, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 8, S. 381, 1914; Macdonald, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 12, S. 45, 1917.
3) Sommerfeld, Ann. d. Phys. 28, S. 665, 1909.
4) Austin, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 8, S. 381, 1914.

Diese Umstände, die sich bei der Veränderung der Ionisation durch das Sonnenlicht (oder auch durch den Einfluß des Bodens) ändern, erklären genügend gut die Vergrößerung der Reichweite der Radioübergabe. Aber diese Theorien setzen die Möglichkeit des Vorhandenseins solcher Punkte an der Erdoberfläche voraus, wohin der elektromagnetische Strahl zwar am Tage, nicht aber in der Nacht, hinfällt, infolgedessen in der Nacht eine Abschwächung des Empfangs statt hat. Aus diesem Grunde läßt die beim normalen Gang der meteorologischen Faktoren beobachtete Steigerung der Empfangsintensität in der Nacht und die Abwesenheit von Stellen mit entgegengesetztem Gang in dieser Frage gewisse Punkte im Unklaren (obgleich hier scheinbar kein unbedingt erschöpfendes Material vorliegt; wie Austin[1]) berichtet, waren in Arlington die Nachtsignale bei 4100 m Wellenlänge schwach, während beim Übergang auf eine Wellenlänge von 3950 m die Empfangsintensität zunahm. Es ist möglich, daß hier, wie in der Optik, helle und dunkle interferierende Gebiete entstehen).

Zu einer anderen Kategorie von Ursachen, die eine Schwankung in der Empfangsintensität hervorrufen, gehören die Umstände, die in dem Sender und im Empfänger selbst liegen. Vor allem darf angenommen werden, daß die am Tage gesteigerte elektrische Leitfähigkeit der Luft dadurch eine herabgesetzte Isolation der Leiter der Antenne, einen größeren Energieverlust bedingt. Aber schon eine elementare Ausrechnung zeigt, daß der Einfluß der elektrischen Leitfähigkeit der Luft in dieser Berichtung gering ist. Beim Vorhandensein von Abströmen ist, wie die Theorie zeigt, die Dämpfung

$$\alpha = \frac{R}{2L} + \frac{\Sigma}{2C}$$

wo Σ die volle Leitfähigkeit des Dielektrikums, $\frac{\Sigma}{2C}$ das Glied bedeutet, welches die Steigerung der Dämpfung durch die elektrische Leitfähigkeit der Luft bedingt. Nimmt man einen Schwingungskreis der aus einer 10-strahligen Antenne und einem Gegengewicht von gleichfalls 10 parallel angeordneten Strahlen besteht, so kann man $\frac{R}{2L}$ und $\frac{\Sigma}{2C}$ ausrechnen, indem man z. B. die Länge eines jeden der Strahlen 10 m, den Radius des Drahtes 1 mm, den Abstand zwischen

1) Austin, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 8, S. 381, 1914.

Antenne und Gegengewicht 1 m annimmt. Dann ist bei der für $\frac{\Sigma}{2C}$ günstigsten Ausrechnung dieser Wert ungefähr 10^4 mal kleiner als $\frac{R}{2L}$, d. h. bei einer Veränderung der Leitfähigkeit der Luft um 10 mal kann α sich um 0,1 % verändern.

Wiederum können hier, wie im Zennecks Fall, komplizierende Umstände eintreten. Eine scharfe Veränderung der meteorologischen Faktoren (Regen, Schnee, große Feuchtigkeit, Wind usw.) verändert sehr stark auch den Verlust der elektromagnetischen Energie in den Radionetzen, wie Esau, Schwarzhaupt[1]) u. a. gezeigt haben — die Dämpfung wird gesteigert. Anderseits beobachteten wir[2]) einen Parallelismus in dem Gang der Radioempfangsintensität J und der Dämpfung q und fanden das empirische Gesetz

$$J q^2 = \text{const}$$

welches zeigt, daß mit der Zunahme von q Intensität J abnimmt. Diese Überlegungen erklären unzweifelhaft die unregelmäßigen anormalen Schwankungen in der Radioempfangsintensität (besonders bei kleinen Entfernungen).

Aber können solche Überlegungen auf die Erklärung des normalen täglichen Gangs der Empfangsintensität eine Anwendung finden?

Hierin scheint gegenwärtig noch Meinungsverschiedenheit zu herrschen. Einerseits geben die Messungen[3]) zwischen den Stationen Arlington—Standartbureau auf kurzen Entfernungen für den Einfluß der Ionisation auf die Radioübergabe nicht über 1—2 %. Anderseits gibt Esau[4]) für die Schwankungen des Dekrements der Dämpfung 20—30 %. Zenneck[5]) gibt an, daß an solchen Stellen der Antenne, wo die Spannung nachts nicht stark genug ist, um Sprühen hervorzurufen, letzteres unter dem direkten oder indirekten Einfluß des Tageslichts erfolgen kann.[6]) Wir haben auch den Parallelismus im obachtet — im Moment der größten Verdeckung der Sonne geht die Empfangsintensität durch das Maximum, die Ionisation der Atmosphäre

1) Esau, Phys. Ztschr. 13, S. 721, 1912; Schwarzhaupt, Elektrot. Ztschr., S. 1313, 1911.

2) Iliin, Archiv der physik. Wissenschaften, Moskau, I, S. 7, 1918.

3) Austin, loc. cit.

4) Esau, loc. cit. S. 727.

5) Zenneck, Lehrbuch, S. 320.

6) Es muß darauf hingewiesen werden, daß eine Zunahme der Empfangsintensität während der Sonnenfinsternisse bemerkt wird, s. Take und Vos, Ber. d. d. phys. Ges. 10, S. 837, 1912.

Gang der Empfangsintensität und der Ionisation der Atmosphäre bedurch das Minimum.[1]) Jollos[2]) hat auf die eigentümliche asymmetrische Beugung der Resonanzkurve beim Sprühen hingewiesen und man muß sagen, daß eine solche Form der Resonanzkurve bei der Radioübergabe beobachtet wird. Eikhoff und anderer Autoren Arbeiten[3]) führen eine scharfe Zunahme des Dekrements beim Sprühen. Nach den Arbeiten von Hertz, Warburg, Kreissler, Lebedinsky[4]) übt das Licht auf die Bildung der Funken und wahrscheinlich auch auf das Sprühen einen Einfluß aus. Es ist deshalb möglich, daß der Verlust (Abströmen) durch die Luft an den Leitern bedeutend größer ist, als es der normalen elektrischen Leitungsfähigkeit der Luft 10^{-25} cgs (die scheinbare Leitungsfähigkeit des Funkens[5]) ist von der Ordnung 10^{-9}, d. h. um 10^{16} mal größer als die elektrische Leitfähigkeit der Luft!) entspricht. Außerdem sind Schwankungen im Energieverlust möglich, welche mit dem normalen Gang der meteorologischen Elemente (Feuchtigkeit, suspendierte Körperchen usw.) verknüpft sind.

Es ist bekannt,[6]) daß wenn den Leitungsdraht ein elektrischer Strom durchläuft, die Ionisation der Luft in der Nähe des Leiters zunimmt und eine aus dem Boden kommende radioaktive Emanation (Atmung des Erdbodens[7]) sich auf den Leitungsdraht niederschlägt. Infolge dieser Ursachen bildet sich an dem Leitungsdraht eine Lufthülle mit erhöhter elektrischer Leitfähigkeit, deren Durchmesser denjenigen des Drahts bedeutend übertreffen (um 10 mal und mehr) kann. Dadurch müssen die Verluste durch Abströmen des Stroms stark zunehmen. Da die atmosphärische Ionisation und die Atmung des Erdbodens sich parallel der Sonnenausstrahlung verändern, so muß auch der Verlust des Stroms in den Radionetzen und folglich auch die Radioempfangsintensität eine Funktion der Ionisation der Atmosphäre sein.

---

1) Irisoff, Die Ionisation der Atmosphäre und die Radioempfangsintensität, Telegraphie u. Telephonie ohne Draht, S. 109, 1922 (russisch); Dr. Pungs, das Referat dieses Artikels, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 20, S. 138. 1922.

2) Jollos, Ann. d. Phys. 23, S. 734, 1907.

3) Eikhoff, Phys. Ztschr. 8, S. 564, 1907; 9, S. 405, 1908.

4) Warburg, Sitz. Akad. d. Wissensch. Berl. 12, S. 233, 1896; Lebedinsky, Die Entstehung des elektr. Funkens und die lichtelektrische Wirkung, Petersburg, 1919.

5) Fleming, Principles of electr. Wave Telegr., London, 1916, S. 266.

6) Über den Mechanismus der Ionisation s. Arbeiten von Lenard u. Ramsauer (Meteor. Ztschr. 1912) und Köhler, Luftelektrizität Ab. VI.

7) Ebert, Phys. Ztschr. 5, S. 135 u. 499, 1904.

Die in Rede stehenden Überlegungen leiten zu folgenden Schlüssen:

1. Wenn es sich von den Schwankungen in der Empfangsintensität und in der Reichweite handelt, welche bei scharfen Veränderungen der meteorologischen Bedingungen entstehen, so werden solche durch die Schwankungen in den Verlusten der elektromagnetischen Energie unterwegs und auch durch das Abströmen in den Radionetzen selbst (Zunahme der Dämpfung) hervorgerufen.

2. Was den normalen täglichen Gang der Radioempfangsintensität (Maximum in der Nacht, Minimum am Tage) anbetrifft, so kann man vom Standpunkt der Theorien der Reflexion von der Heavisideschen Schicht, der Beugung des elektromagnetischen Strahls, eigentlich nur von einer nächtlichen Vergrößerung der Reichweite, nicht aber von der Empfangsintensität sprechen, da hier eine Reihenfolge von hellen und dunklen interferierenden Gebieten vorhanden ist.

3. Die Frage von dem Einfluß des Energieverlustes in den Radionetzen selbst auf den normalen täglichen Gang der Empfangsintensität bleibt noch unvollkommen aufgeklärt, da einerseits die in Arlington aufgestellten Versuche auf die nichtige Größe dieses Einflusses (1—2 %) hinweisen, anderseits Esaus, unsere Versuche und diejenigen anderer Autoren eine tägliche Schwankung in der Dämpfung von 20—30 % ergeben und eine Zunahme der Radioempfangsintensität nach unseren Messungen, während der Sonnenfinsternis auch bei nahen Entfernungen beobachtet wurde. Es ist möglich, daß unter gewissen Umständen dieser Einfluß in den Radionetzen (z. B. in dem Netz des Senders hoher Voltage, Sprühen) bedeutend, bei Abwesenheit solcher Umstände aber gering ist.

Physikalisches Laboratorium des Moskauer Wissenschaftl. Instituts, Moskau.

Messungen der Empfangsintensität der atmosphärischen Ionisation und anderer meteorologischer Elemente während der Sonnenfinsternis am 8. April 1921.[1])

Von **B. Iliin.**

Während der Sonnenfinsternis am 8. April 1921 organisierte ich parallele Messungen der Radioempfangsintensität an verschiedenen Orten, der atmosphärischen Ionisation und anderer meteorologischen Elemente.

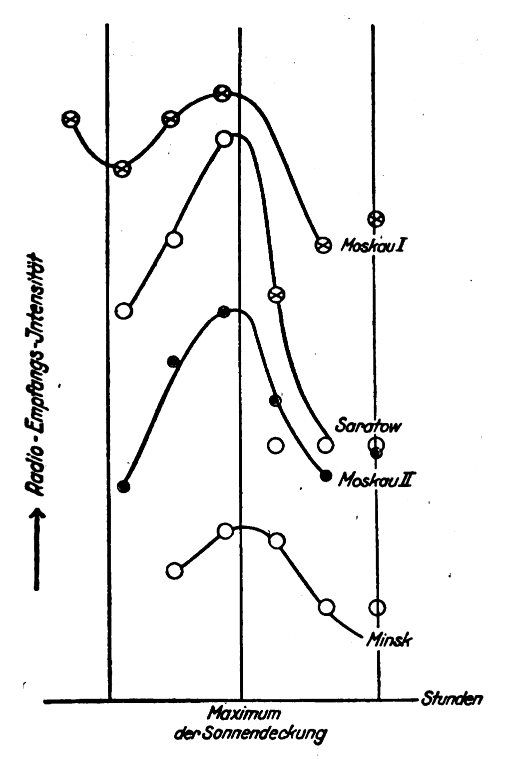


Fig. 1.

Radiosignalen schickte die Moskauer mächtige Funkenstation mit der Welle 5000 m.

---

1) Vorläufige Mitteilung war in Fortschritten der physikalischen Wissenschaften 1921, B. II, Juli (russisch), publiziert.

Die Rechenschaft von den beobachteten Empfangsintensitäten während der verschiedenen Momente der Sonnenfinsternis nach Parallelohm und Galvanometermethode sind nun aus Moskau (aus zwei Punkten zirka 5 km von der Übergebungsstation entfernt), aus Saratow (830 km von Moskau) und Minsk (760 km von Moskau) erhalten. Die Messungen der Ionisation und anderer meteorologischer Elemente wurden in Moskau (Ortslage der Übergebungsstation) ausgeführt.

Die Beobachtungsresultate sind in Tabellen und Figuren hier angegeben.

Tabelle I (Fig. 1).

Radioempfangsintensität.

(Ziffern der Empfangsintensitäten aus Saratow, Minsk und von Herrn Protopopoff (Moskau II) sind nach der Parallelohmmethode erhalten; die Ziffern der Herren Wwedensky, Danilewsky und Rschewkin (Moskau I) sind mit einem Galvanometer erhalten.)

Stunden	$10^h 30^m$	11^h	$11^h 30$	12^h	$12^h 30$	13^h	$13^h 30^m$
Moskau I (Herren Wwedensky, Danilewsky und Rschewkin)	17	15	17	18	10	12	13
Saratow	—	7.7	9.1	11.1	5.0	5.0	5.0
Moskau II (Herr Protopopoff)	—	4.2	6.7	7.7	5.9	4.4	4.9
Minsk	—	—	25.0	33.3	31.3	17.9	17.9

Tabelle II (Fig. 2, 3, 4).

Ionisation der Atmosphäre.

Stunden	$10^h 41^m$	$11^h 26^m$	$11^h 56^m$	$12^h 25^m$	$13^h 12^m$	$13^h 41^m$
Leitvermögen der positiven Ladungen $\lambda_+ \cdot 10^4$	0.512	0.775	0.842	0.775	0.768	0.781

Stunden	$10^h 29^m$	$11^h 03^m$	$11^h 42^m$	$12^h 14^m$	$12^h 40^m$	$13^h 23^m$
Leitvermögen der negativen Ladungen $\lambda_- \cdot 10^4$	0.466	0.628	0.581	0.580	0.765	0.968

$\lambda = \frac{1}{t} \frac{e}{4\pi c_1} \ln \frac{v_0}{v}$. Ziffern von Herrn Baranoff mit Gerdien-Apparate. (Fig. 2.)

Stunden	$11^h 15^m$	$11^h 35^m$	$12^h 15^m$	$13^h 00^m$
Dichtigkeit der negativen Ionen E_+	0.27	0.28	0.25	0.62

Stunden	$10^h 55^m$	$11^h 35^m$	$12^h 38^m$	$13^h 24^m$
Dichtigkeit der negativen Ionen E_-	0.18	0.26	0.21	0.44

$E = \frac{C \cdot \Delta V}{M \cdot 300}$. Ziffern von Herrn Irisoff mit Ebert-Apparate. (Fig. 3.)

Stunden	$11^h 20$	$11^h 30$	$12^h 00$	$12^h 10$	$12^h 20$	$12^h 30$	$13^h 00$	$13^h 30$
Gredient d. Potentials	10	10	6	6	7.3	9.3	10	10

Ziffern von Herrn Spolsky und Schuleikin mit Schmidt-Apparate. (Fig. 4.)

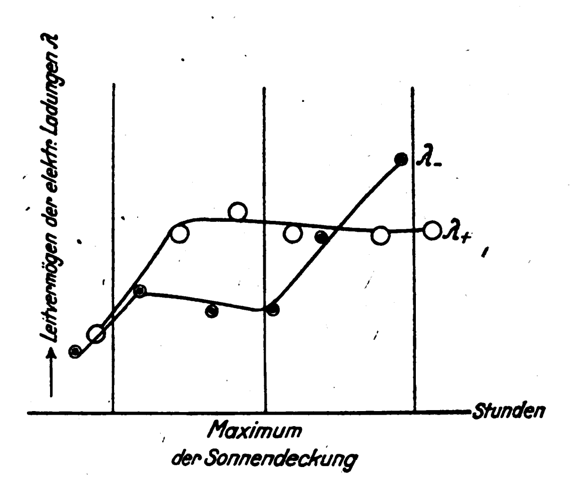


Fig. 2.

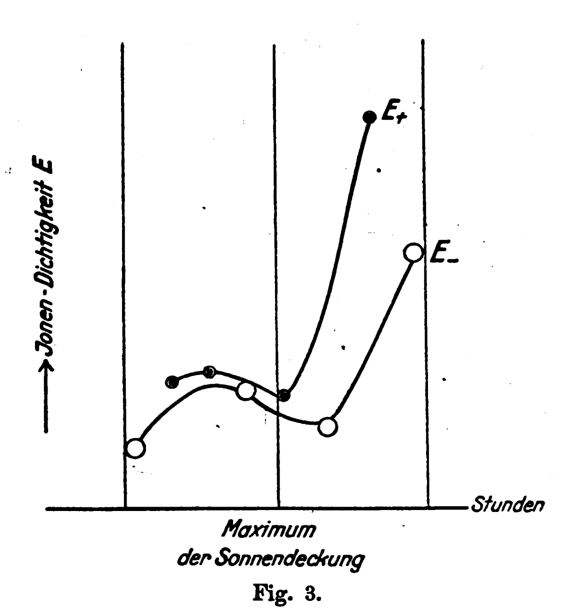


Fig. 3.

Anfang der Sonnenfinsternis war in Moskau nach Moskauer Zeit (lokale Mittelzeit) $10^h 50^m$, Maximum der Sonnendeckung $12^h 10^m$, Ende $13^h 28^m$. Maximum der Sonnendeckung nach Grinwitscher

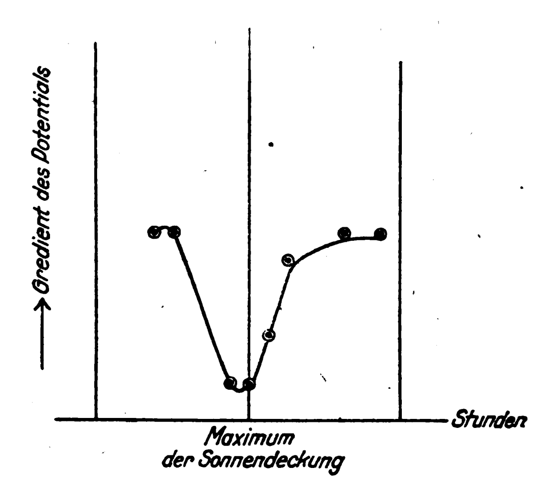


Fig. 4.

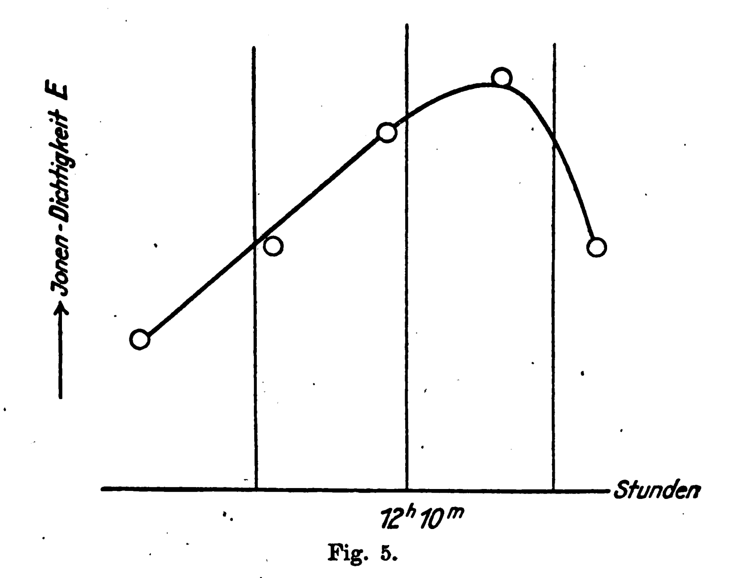


Fig. 5.

Mittelzeit war $21^h 39^m$ (am 7. April 1921 nach der astronomischen Rechnung).

Die Ionisationskurven müssen ein wenig links verschoben worden sein, weil sie nicht einer Ionisation der treuen Atmosphäre, sondern

dem Raum innerhalb des Apparates, welches ein bestimmtes Inertium hat und auf einem Balkon des physikalischen Instituts befand, was eine Luftzirkulation verzögert, entsprechen. Auf Fig. 5 ist der normale Verlauf der atmosphärischen Ionisation, welcher am nächsten Tage zu derselben Stunde beobachtete, angegeben.

Die Resultate: Die Radioempfangsintensität im Momente der maximalen Sonnenbedeckung geht durch ein Maximum, aber die atmosphärische Ionisation geht durch Minimum.

Dieses Resultat stimmt mit unseren Arbeiten[1]) über die Einflüsse der meteorologischen Faktoren auf das Sprühen der radiotelegraphischen Antennen, ihr Dekrement und die Radioempfangsintensität überein. Messungen der Radioempfangsintensität (ohne gleichzeitigen Messungen der meteorologischen Elemente) führten Take und Voss[2] während der Sonnenfinsternis 17. April 1912 durch und erhielten dieselben Resultate.

Weiter am 8. April 1921 Herr Kortschagin beobachtete die Polarisation des Sonnenlichtes. Ein normales Minimum der Polarisation am Mittag ist verschoben. Endlich Herr Derjagin arbeitete mit dem de Kolong-Deflektore und mit der Genauigkeit bis 0.3 $^0/_0$ bemerkte keine Veränderung der magnetischen Elemente der Erde.

Zum Schluß erlaube ich mir allen Personen, welche an den Messungen teilnahmen, meinen tiefsten Dank auszusprechen.

Außerdem spreche ich meinen besten Dank Herrn Akademiker Professor Dr. P. Lasareff und Herrn Professor Dr. A. Socoloff aus, deren Liebenswürdigkeit ich manche für die Messungen notwendigen Apparate verdanke.

Rußland, Moskau, Physikalisches Laboratorium des Moskauer Wissenschaftlichen Instituts.

1) B. Iliin, Archiv der Physikal. Wissenschaften Moskau, 1918, I, S. 7.

2) Ber. d. Deutsch. phys. Ges. 10, S. 837, 1912.

Referate.

Edwin H. Armstrong, La Super-Réaction, L'Onde Électrique No. 11, pag. 625—635, 1922.

Es wird eine neue Empfangsmethode beschrieben, die insbesondere für Wellen unter 1000 m einen viel höheren Wirkungsgrad ergibt, als bei mit einfacher Rückkoppelung (Reaktion) arbeitenden Verstärkern erzielt werden kann und die daher als „Super-Reaction" bezeichnet wird.

Aufgebaut ist die Methode auf folgender Überlegung:

Bekanntlich bedeutet die Einführung der Rückkoppelung zugleich die Einführung eines negativen Widerstandes (R'), wobei 3 Fälle auseinander zu halten sind: der negative Widerstand ist entweder kleiner, gleichgroß, oder größer als der positive Widerstand (R) des Schwingungskreises.

Im ersten Fall erzeugt eine dem Schwingungskreis aufgedrückte, mit ihm in Resonanz stehende, elektromotorische Kraft einen Strom, der bis zu einem Wert gleich dem Quotienten aus elektromotorischer Kraft durch Effektivwiderstand ($R - R'$) steigt, dann konstant bleibt und in kurzer Zeit verschwindet, nachdem die elektromotorische Kraft zu wirken aufgehört hat.

Ist der effektive Widerstand Null ($R = R'$), so wächst der im Schwingungskreis induzierte Strom so lange, bis die elektrische Kraft zu wirken aufhört. Von diesen Moment an, dauern die Osziliationen zwar fort, besitzen aber einen konstanten Wert.

Im letzten Fall endlich, wenn der effektive Widerstand negativ ist ($R < R'$), genügt ein ganz kurzer Anstoß durch eine ganz kleine elektromotorische Kraft um im System Schwingungen zu erregen, die sich zu unendlicher Amplitude aufschaukeln würden, wäre praktisch nicht durch die Charakteristik der verwendeten Röhre eine Grenze gezogen.

Gelingt es also, diesen dritten Fall für Empfangszwecke auszunützen, wobei die Schwingungen nur rechtzeitig unterdrückt werden müssen, so ist der gesuchte höhere Wirkungsgrad erreicht. Die Methode der Superreaktion besteht nun darin, den effektiven Widerstand abwechselnd positiv oder negativ zu machen und zwar entweder durch Variation des negativen Widerstandes, oder durch Variation des positiven Widerstandes, oder aber durch gleichzeitiges Variieren beider Widerstände.

Fig. 1, 2 und 3 stellen die den drei Variationsmöglichkeiten entsprechenden Schaltanordnungen dar.

In Fig. 1 wird die Variation des negativen Widerstandes durch

Beeinflussung der Anodenspannung der Verstärkerröhre *R* mittels der Hilfsgeneratorröhre *O* erzielt und zwar steigt der negative Widerstand während derjenigen Halbperiode der Hilfsschwingung, die die Anoden-

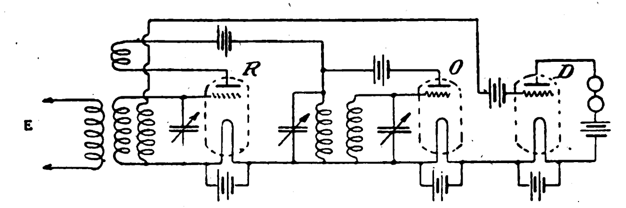


Fig. 1. Für gedämpfte und ungedämpfte Telegraphierzeichen.

spannung der Röhre *R* erhöht und sinkt während der anderen Halbperiode. Die Röhre *D* spielt die Rolle des Detektors, ist aber nur notwendig, wenn die Hilfsschwingung hörbare Frequenz besitzt, bei höheren Frequenzen kann das Telephon in den Anodenkreis der Röhre *R* gelegt werden.

Fig. 2 zeigt die Methode, die zur Variation des positiven Widerstandes des Schwingungskreises angewandt wird. Hier bildet der

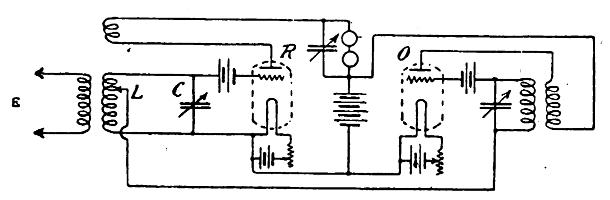


Fig. 2. Für ungedämpfte Telegraphierzeichen.

Raum Faden-Gitter der Hilfsröhre *O* einen mit der Gitterspannung dieser Röhre variierenden Nebenschluß des Abstimmkondensators *C*, das heißt, je kleiner der Nebenschluß, um so größer ist der Widerstand des Schwingungskreises.

Fig. 3 schließlich vereinigt beide Widerstandsvariationen und zwar ist hier eine einzige Röhre sowohl mit dem Hauptschwingungskreis $L\,C$ rückgekoppelt, als sie zugleich auch in ihrem Gitterkreis $L_1\,C_1$ und ihrem Anodenkreis $L_2\,C_2$ die Hilfsschwingungen erzeugt. Die Schaltung erfordert eine außerordentlich geübte Bedienung. Schaltung *I* ist für gedämpfte und ungedämpfte Telegraphie, *II* für ungedämpfte Telegraphie und Telephonie, *III* für alle Fälle zu empfehlen.

Während in den bisher angegebenen Schaltungen die Gleich-

richtung entweder die Verstärkerröhre oder eine separate Röhre zu besorgen hatte, kann bei nicht hörbarer Hilfsfrequenz die Hilfsröhre O Träger der Gleichrichterfunktion sein. Die bezügliche Schaltung

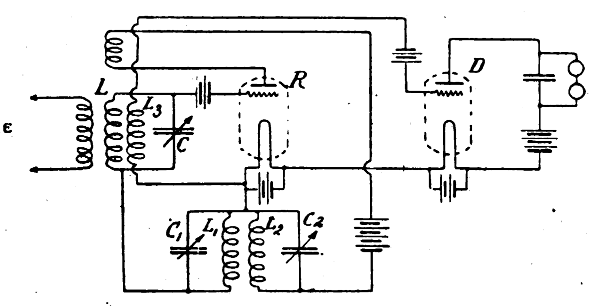


Fig. 3. Universalschaltung.

Fig. 4 ist durch eine besonders hohe Verstärkerwirkung ausgezeichnet, die Regulierung ist allerdings auch entsprechend empfindlich.

Die Höhe der günstigsten Hilfsfrequenz ist teilweise durch die Art der aufzunehmenden Schwingung bestimmt. Bei Telephonie muß

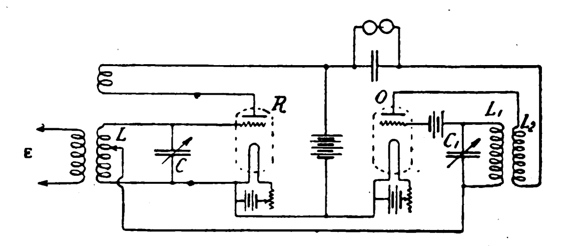


Fig. 4. Verstärkerschaltung.

natürlich eine höhere als die Sprachfrequenz, also beispielsweise 15000 bis 20000 Per./Sek. gewählt werden. Da andererseits die Verstärkung um so größer ist, je größer das Verhältnis: aufgenommene Frequenz zu Hilfsfrequenz, so muß ein Kompromiß zwischen Verstärkungsgrad und Klarheit der Sprache geschlossen werden. Bei Telegraphie kann man eine hörbare Hilfsfrequenz benützen, die besonders klein sein kann, wenn ein Relais betätigt werden soll.

Eine mehrstufige Verstärkung nach der Methode der Superreaktion wird sehr kompliziert; schwierig zu umgehen ist vor allem eine Rückkoppelung zwischen der zweiten und ersten Verstärkungsstufe. Am einfachsten wird sie dadurch vermieden, daß man die zweite Stufe

mit der doppelten Frequenz als die aufgenommene Welle besitzt, arbeiten läßt.

Zusammenfassend läßt sich sagen: Bei gleicher Distanz und der gleichen Röhrenanzahl ist die mittels Superreaktion erzielte Verstärkung viel höher als jede mit irgendeinem anderen System erhaltene. Hierzu kommt noch folgende Erscheinung: Während in einem gewöhnlichen Rückkoppelungssystem ein Anstoß Schwingungen auslöst, die bis $^1/_{1000}$ Sek. und noch länger dauern, werden dieselben in einem System mit Superreaktion und nicht mehr hörbarer Hilfsfrequenz höchstens $^1/_{20000}$ Sek. dauern, also das unangenehme Nachschwingen bei gedämpften Wellen vermieden sein. Rosa Horsky.

R. Jouaust, L'influence de traces de gaz dans les lampes a trois Electrodes. L'onde électrique No. 14, pag. 65, 1923.

Fabriksmäßig hergestellte Elektronenröhren arbeiten nicht mit idealem Vakuum. Der Verfasser untersucht die im französischen Militär-Radiodienst verwendeten Verstärker- (Type TM) und Senderöhren (Type E_4). Beide Typen enthalten Gasreste in einem Maße, daß die Röhren nicht mehr gemäß den klassischen theoretischen Betrachtungen funktionieren.

Der positive Gitterstrom der Verstärkerröhre nimmt bei konstanter Anodenspannung mit abnehmender Gitterspannung ab, wird bei einer Gitterspannung von ungefähr — 1 Volt gegenüber dem negativen Heizfadenende Null, kehrt in diesem Moment um und wächst rasch an bis eine Gitterspannung von — 2 Volt erreicht ist, um bei noch größerer negativer Gitterspannung zunächst konstant zu bleiben.

Die Tatsache der Stromumkehrung läßt sich durch das Vorhandensein von Gasionen erklären. Die Anodenspannung (ca. 80 Volt) liegt über der Ionisationsspannung der verschiedenen Gase, infolgedessen sind die zur Anode fliegenden Elektronen fähig, die begegnenden Gasmoleküle zu ionisieren, deren positiver Bestandteil sodann von dem Heizfaden und von dem Gitter, insbesondere sobald dieses ein schwächeres Potential als der Heizfaden besitzt, angezogen wird.

Der Gitterstrom setzt sich also aus einem Elektronen- und einem Ionenstrom zusammen, welche Erscheinung bei Verstärkern mit Transformatoren Bedeutung gewinnt.

Hier würden Röhren mit gutem Vakuum bei Anschluß des Gitters an das negative Fadenende einen Gitterstrom von einigen Mikroampere liefern, die Energieabsorption im Gitterkreis also schon störend auf-

treten, während bei minder gut evakuierten Röhren der Gitterstrom als Differenzstrom nur einen Bruchteil eines Mikroamperes beträgt.

Dem eben beschriebenen Einfluß der Gasionen gesellt sich bei Senderöhren, deren Gitter höheren Spannungen unterworfen ist, noch ein weiterer hinzu: Bei Verstärkerröhren wächst der positive Gitterstrom bei konstanter Anodenspannung mit zunehmender positiver Gitterspannung; bei Senderöhren nimmt, sobald das Gitter eine genügend hohe Spannung erreicht, der Gitterstrom wieder ab.

Die Aufnahme der bezüglichen Röhrencharakteristik wurde in einer Weise vorgenommen, die nach Möglichkeit eine gefährliche Erhitzung der Anode vermeidet.

Fig. 1 stellt das Schaltbild der Versuchsanordnung vor.

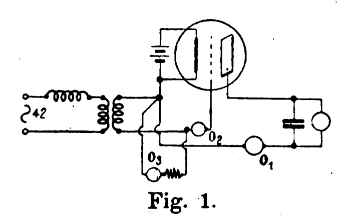


Fig. 1.

Der Faden wird durch einen Akkumulator gespeist, das Anodenfeld erzeugt eine Gleichstrommaschine, welche mit einer Kondensatorbatterie geshuntet ist. Das Gitter und das negative Fadenende werden durch die Sekundäre eines Transformators verbunden, dessen Primäre an einer 42-periodigen Wechselstrommaschine liegt. Die aufgedrückte Spannung wird mittels einer Selbstinduktion reguliert und zwar derart,

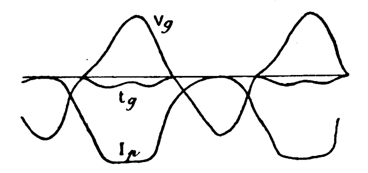


Fig. 2.

daß im Maximum des positiven Wechsels der Anodenstrom der Röhre seinen Sättigungswert erreicht. Die graphische Darstellung wird mittels eines dreifachen Blondelschen Oszillographen gewonnen, dessen Fadenpaare 0_1, 0_2, 0_3 den Anodenstrom, den Gitterstrom und die Gitterspannung simultan registrieren.

Fig. 2 zeigt eines der aufgenommenen Oszillogramme.

Der Anodenstrom beginnt bei negativer Gitterspannung, wächst mit steigender Gitterspannung bis zur Sättigung, nimmt mit deren Abnahme auch ab und verschwindet schließlich während eines bestimmten Bereiches der negativen Gitterspannung. Der Gitterstrom beginnt mit positiver Gitterspannung, geht durch ein Maximum, nimmt

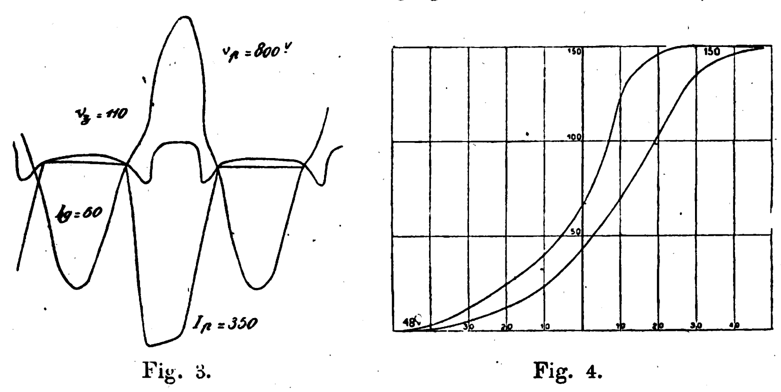


Fig. 3. Fig. 4.

ab ohne Null zu werden, geht durch ein Minimum, dann durch ein neues Maximum und verschwindet, sobald die Gitterspannung ihr Zeichen ändert.

Das Oszillogramm war das erste einer Versuchsreihe. Fig. 3 zeigt eine spätere Aufnahme.

Hier tritt bereits sowohl bei dem negativen Wechsel der Gitterspannung ein inverser Gitterstrom auf, als auch während des positiven Wechsels der Gitterstrom seine Richtung ändert. Der Anodenstrom selbst nimmt höhere Werte an.

Durch Erwärmung der Anode sind Gase frei geworden, die hieraus gebildeten Elektronen schließen sich dem Anodenstrom an, die positiven Ionen dem Gitterstrom. Wird die Lampe genügend lang außer Betrieb gesetzt, so daß die Gase von der Anode und der Glasbirne wieder absorbiert werden können, ist es möglich wieder Oszillogramme nach Fig. 2 zu erhalten.

In Fig. 4 ist die aus Fig. 2 erhaltene Charakteristik dargestellt.

Man ersieht hieraus, daß dieselbe nicht reversibel ist, sondern eine Art Hysteresis auftritt, welche höhere Harmonische des Anodenstromes zur Folge hat, gleichzeitig mit einer Phasenverschiebung zwischen der Gitterspannung und der Grundfrequenz des Anodenstromes. Hierbei ist zu beachten, daß der Versuch mit 42-periodigem Wechselstrom ausgeführt wurde, daher innerhalb einer Periode in der Lampe zum Teil wieder ein Ausgleich stattfinden kann, daß also bei Radiofrequenz noch viel weitgehendere Anomalien in der Generatorwirkung einer Röhre auftreten werden. Rosa Horsky.

Briefe an die Schriftleitung.

(Der Abdruck zur Veröffentlichung eingesandter Briefe erfolgt ohne Verbindlichkeit der Schriftleitung.)

P. Brenot, „Über die Organisation moderner radioelektrischer Systeme".

In dem Heft 6, Bd. 21, S. 413, ist ein Aufsatz des Herrn P. Brenot aus der Zeitschrift „Radio-Elektricité" Nr. 8 besprochen. Da einige der Ausführungen des Herrn P. Brenot mit Bezug auf das Lichtbogensystem derart falsch sind, daß sie wohl nur auf völlige Unkenntnis der Sachlage beruhen können, bitte ich mir Gelegenheit zu geben diese zu widerlegen. So sollen, nach Herrn P. Brenot, die großen transatlantischen und transkontinentalen Gesellschaften die bisher üblichen Lichtbogensysteme gänzlich aufgegeben haben. Es ist doch aber allgemein bekannt, daß die Amerikaner nach wie vor ausgiebigen Gebrauch von den Lichtbogensystemen machen (vgl. Austin, Jahrbuch, Bd. 20, S. 306 ff.). Außerdem sind zur Zeit wenigstens drei Großstationen in Bau, die mit Lichtbogengeneratoren ausgerüstet werden: Ruisolede in Belgien, die Kochelstation in Bayern und eine in Niederländisch-Indien. Die französische Großstation bei Bordeaux (Croix d'Hins) ist ebenfalls mit einem Lichtbogengenerator versehen. (Sie soll auch eine Latour-Maschine haben, ist diese aber überhaupt noch in Betrieb?) Auch die Engländer haben, trotz der (nach Herrn P. Brenot) angeblichen Vorliebe für das Röhrensystem doch für ihr Weltnetz ausgiebigen Gebrauch von Lichtbogensendern gemacht (Leafield—Cairo—Northhold). Viele Großstationen werden heutzutage mit zwei Sendern ausgerüstet, und fast durchweg ist dann der eine ein Lichtbogengenerator. Es ist auch nicht das geringste Anzeichen vorhanden, daß die amerikanischen, englischen und deutschen Gesellschaften, die auf dem Gebiete des Lichtbogensystems Patente und Erfahrungen besitzen, auch nur daran denken dieses System aufzugeben.

Das Lichtbogensystem ist nun so oft totgesagt worden, daß es wohl — gemäß einem alten Aberglauben — noch sehr lange leben wird.

Aage S. M. Sörensen.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 22. Oktober 1923. Heft 4.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper*, *Berlin-Friedenau*, *Trägerstr. 2 I*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn*, *Berlin W. 10*, *Genthinerstraße 39*, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Untersuchungen über Hochfrequenztelephonie auf Starkstromleitungen.

Von **Erich Habann.**

Bei Hochspannungsleitungen sind die Schwierigkeiten der üblichen telephonischen Verbindung zwischen zwei Stationen infolge der allgemeinen Steigerung der Betriebsspannung gewachsen. Es bedarf eigener Leitungen, die oft Umwege machen müssen, zuweilen sogar besonderer Kabel (um sich vor Hochspannung zu schützen), nur um eine leidliche Verständigung zwischen zwei wichtigen Betriebsstellen der Kraftleitung zu erhalten. Hier ist die Hochfrequenztelephonie berufen, Abhilfe zu schaffen. Bei der Hochfrequenztelephonie braucht man wegen der Selektivität der Abstimmittel Störungen durch den 50-periodigen Starkstrom nicht zu fürchten, auch können die Kopplungsmittel leicht derart bemessen werden, daß sie einen genügenden Schutz gegen Hochspannung gewähren. Weiterhin sind folgende Vorteile bemerkenswert: Es können erstens mehrere Stationen, die an dieselbe Leitung angeschlossen sind, gleichzeitig ohne gegenseitige Störung ihre Nachrichten austauschen, zweitens kann die bestehende Kraftleitung selbst zur Übertragung der Nachricht dienen. Hiermit ist eine bedeutende Materialersparnis und eine hohe Betriebssicherheit verbunden, da Starkstromleitungen gegen Bruch und andere Schäden bedeutend besser als reine Schwachstromleitungen gesichert sind.

Bei der Anwendung der Hochfrequenztelephonie auf Starkstromleitungen treten zunächst zwei Fragen grundsätzlicher Art an uns heran:

1. Welche Rolle spielt eine Leitung bei der Übertragung der hochfrequenten Energie und unter welchen Bedingungen arbeiten zwei Stationen am günstigsten miteinander?
2. Wie sind die Kopplungseinrichtungen der Hochfrequenzapparate an die Starkstromleitung zu gestalten?

Weiterhin werden mehrere Einzelfragen an uns gestellt:

3. Wie wird dem Anruf die größtmögliche Sicherheit gegeben?
4. Wodurch werden Schwierigkeiten, die beim Arbeiten mit mehreren Wellen auftreten, überwunden?
5. Wodurch werden zeitweilig im Empfangstelephon auftretende Geräusche beseitigt?
6. Durch welches Mittel wird es der hochfrequenten Energie ermöglicht, auf der Strecke gezogene Trennschalter zu überbrücken?

Die Lösung dieser Aufgaben wird im folgenden betrachtet. Die Ergebnisse stellen zum größten Teil nur eine Bestätigung von Untersuchungen dar, die in Deutschland systematisch zuerst im Frühjahr und Sommer 1918 bei den unter Leitung von Prof. M. Wien stehenden militärischen Laboratorien ausgeführt wurden.[1]) Im übrigen stütze ich mich auf Erfahrungen und Versuche, die ich im Auftrage der Deutschen Telephonwerke und Kabelindustrie A.-G. auszuführen hatte. Hierbei hatte ich mich der Mitarbeit der Herren Apel (Deutsche Telephonwerke) und dipl. ing. Dressler (Antenna A.-G.) als auch eines regen Interesses der beteiligten Kraftwerke zu erfreuen.

1. Einfluß der Leitung auf die Übertragung der hochfrequenten Energie.

Auf Leitungen pflanzt sich bekanntlich die elektromagnetische Energie hauptsächlich in dem Dielektrikum zwischen Hin- und Rückleiter fort.[2]) Die Hochfrequenztelephonie längs Leitungen unterscheidet sich daher wesentlich von der drahtlosen Telephonie, bei der sich die Wellen räumlich nach allen Richtungen ausbreiten. Die hochfrequenten Ströme werden auf einer Leitung nach denselben Gesetzen übertragen

1) Vgl. Faßbender-Habann, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 14, S. 451.

2) Wie sehr die elektromagnetische Energie auf den Raum zwischen Hin- und Rückleiter beschränkt bleibt, darüber gibt am besten folgendes Protokoll (Deutsche Telephonwerke/Telegraphenversuchsamt) Auskunft: „Versuche mit Hochfrequenztelephonie zwischen Berlin und Magdeburg in der Zeit vom 6.—17. April 1920. Nachdem für die Berliner und für die Magdeburger Station je ein zweiter Hochfrequenzsatz fertiggestellt war, wurde durch einen Versuch festgestellt, ob die auf die Leitung ausgesandten Wellen auf Nachbarleitungen so starke Induktionswirkungen ausüben, daß diese nicht mit denselben Wellenlängen hochfrequent betrieben werden können. Zu dem Zweck wurden die im gleichen Linienzuge auf benachbarten Plätzen geführten Leitungen E. 11484 und E. 10654 an beiden Enden mit je einer Hochfrequenzapparatur ausgerüstet. Berlin sandte auf jede Leitung eine Welle von 12000 m, die Magdeburger Sendewelle war für beide Leitungen 14000 m lang. Der erste Versuch ergab ein starkes Übersprechen zwischen den beiden Hochfrequenzkreisen; der Versuch wurde daher wiederholt, und es wurden nun für jede Station besondere Batterien genommen. Hierbei wurde keinerlei Einwirkung der beiden Leitungen aufeinander und kein Mitsprechen mehr beobachtet."

Es handelte sich bei diesem Versuch um Telephondoppelleitungen, die im geringsten Abstande auf demselben Gestänge die gesamte Strecke parallel liefen. Beide Doppelleitungen waren also nach dem Protokoll für die Entfernung Berlin—Magdeburg und die angewandten Apparate induktionsfrei.

wie der Starkstrom von 50 Perioden auf Hochspannungsleitungen oder die gewöhnlichen Telephonströme auf Postleitungen: es gilt für alle diese Fälle die Telegraphengleichung.

Hiernach interessiert uns vor allem der Dämpfungsfaktor β und die Charakteristik z von Leitungen. Ein Bild dieser Größen bei den verschiedensten Leitungen gibt nebenstehende Tabelle:

In der Tabelle sind die Berechnungen für solche Leitungen angestellt, bei denen Hin- und Rückleiter gleichartig sind, also die Erde nicht als Rückleiter benutzt wird.[1]) Sind die Apparate fähig in maximo ein βl von 3 zu überbrücken und wird die Frequenz ν zu 10^6 angenommen, so wäre die Reichweite nach der Tabelle bei Kabel nur 8,8 km, bei der Eisenleitung 7,3 km, bei der Postleitung 242 km, im Falle 4 338 km, im Falle 5 804 km. Kabel und Eisenleitungen sind hiernach in Übereinstimmung mit der praktischen Erfahrung für Hochfrequenz recht ungünstig. Hochspannungsleitungen besitzen gewöhnlich ein Blitzseil aus Eisen. Die geringe Reichweite auf der Eisenleitung läßt von vornherein einen Versuch, die hochfrequente Energie etwa auf dem Blitzseil fortzuleiten, aussichtslos erscheinen. Erfreulicherweise liegen die Verhältnisse bei den Hochspannungsfreileitungen selbst sehr günstig, ja sogar viel günstiger als bei Postleitungen, da bei Starkstromleitungen der Abstand zwischen zwei Phasen und der Querschnitt der Leiter größer, die Isolation besser als bei Postleitungen ist. Die Leitung Nr. 4 ist eine Hochspannungsleitung für 15000 Volt. Eine Hochspannungsleitung für 100000 Volt hatte folgende Daten:

11 Aluminiumdrähte mit insgesamt 70 qmm Querschnitt.
Seele 7 Stahldrähte mit insgesamt 35 qmm Querschnitt.
Phasenabstand im Mittel 3,6 m.
Länge der Hängeketten 1,5 m.
Abstand der Seile von Mast zu Mast 2,25 m.
Masthöhe im Mittel 22 m.
Durchhang maximal 7 m.
Mastabstand 225 m.
2 Blitzseile von je 50 qmm Querschnitt aus Eisen.

1) Beim Arbeiten mit Erde treten zwei Erscheinungen störend auf: große Dämpfung und atmosphärische Störungen. Die große Dämpfung erklärt sich leicht, wenn man bedenkt, daß die Erde einen nicht unbeträchtlichen Widerstand besitzt, der noch dazu je nach den Witterungsverhältnissen wechselt. Wo irgend möglich, wird ein Arbeiten mit derartig unbeherrschbaren Verhältnissen vermieden und ein metallischer Rückleiter benutzt.

Tabelle.

Nr.	Art der Leitung	Selbstinduktion Henry/km	Kapazität Mikrofarad/km	Ableitung bei $\nu = 10^5$ μS/km	Widerstand Ω/km für Gleichstrom	Widerstand Ω/km für $\nu = 10^5$	$\frac{\varkappa}{\Omega}$	β	Reichweite für $\beta l = 3$ bei $\nu = 10^5$ in km
1	Papierluftkabel Durchmesser 0,8 mm Cu	$6{,}0 \cdot 10^{-4}$	0,036	190	70	85,4	$130 \cdot e^{-i[6^0 8' 32'']}$	0,341	8,8
2	Eisenfreileitung $\mu = 300$ $\sigma = 7{,}4 \cdot 10^{-5}$ Abstand 20 cm Durchmesser = 6 mm	$16{,}8 \cdot 10^{-4}$	0,0066	—	9,56	424,5	$524 \cdot e^{-i[10^0 56' 30'']}$	0,412	7,3
3	Fernsprechleitung Cu: $\sigma = 53 \cdot 10^{-5}$ Abstand 20 cm Durchmesser 4 mm	$18{,}4 \cdot 10^{-4}$	0,0060	—	3	13,7	552	0,0124	242
4	Hochspannungsfreileitung Aluminium [$\sigma = 36 \cdot 10^{-5}$] Abstand 20 cm Querschnitt 50 qmm	$15{,}7 \cdot 10^{-4}$	0,0071	—	1,1	8,3	470	0,0089	338
5	Hochspannungsfreileitung Al: $\sigma = 36 \cdot 10^{-5}$ Abstand 360 cm Querschnitt 105 qmm	$25{,}7 \cdot 10^{-4}$	0,0043	—	0,5	5,8	772	0,0037	804

In dieser Leitung drängt der Skineffekt die hochfrequenten Ströme in den äußeren Aluminiummantel, so daß das Innere des Leiters nur von geringem Einfluß auf die Energieübertragung ist. Angenähert richtige Verhältnisse wird man erhalten, wenn der Gesamtquerschnitt des Leiters bei Hochfrequenz aus Aluminium bestehend angenommen wird. Dann ergeben sich die Daten der Leitung Nr. 5. Ein Vergleich der drei letzten Leitungen in der Tabelle zeigt besonders im Falle Nr. 5 die große Überlegenheit der Reichweite auf Starkstromleitungen gegenüber der Reichweite auf gewöhnlichen Fernsprechleitungen.

Stichleitungen.

Obgleich so Hochspannungsleitungen an sich für die Übertragung hochfrequenter Energie vorzüglich geeignet sind, so wird doch die Reichweite bei ihnen durch einen anderen Umstand stark herabgedrückt. Solange nämlich Stichleitungen, die mit der Hauptleitung irgendwie zusammenhängen, gegen hochfrequente Energien nicht blockiert werden, wird ein großer Teil der hochfrequenten Energie von der Hauptleitung in Nebenleitungen abwandern, was ebenso wirkt, als wenn eine Hauptleitung mit größerem Dämpfungsfaktor, aber ohne Stichleitungen existierte. Ein Versuch auf einer mit 5 Stichleitungen von 1 bis 4 km Länge versehenen Starkstromleitung zeigte, daß auf dieser 64 km langen Strecke mit bestimmten Apparaten nur dieselbe Lautstärke erreicht wurde wie auf der 300 km langen Postleitung zwischen Berlin und Breslau.

Der Dämpfungsfaktor β ist bei Hochfrequenz bekanntlich in hohem Maße von der Kreisfrequenz ω abhängig. Je kleiner ω ist, desto kleiner wird β, desto größer also die Reichweite: die längsten Wellen sind die günstigsten. Dieser Satz erfährt insofern eine Einschränkung, als die Frequenz nicht so niedrig werden darf, daß sie in bedenkliche Nähe der Sprachfrequenzen rückt und dann die Sprachgüte leidet. Jedoch haben sich Wellen von 24 km bei der Hochfrequenztelephonie noch bewährt.

Stehende Wellen.

Eine Entscheidung müssen wir fernerhin darüber treffen, ob es günstig ist — ähnlich wie bei Sendehochantennen in der drahtlosen Telephonie — auf Leitungen mit stehenden Wellen zu arbeiten. Wie sogleich gezeigt werden soll, sind stehende Wellen auf Leitungen schädlich und müssen vermieden werden. Denn nehmen wir

den Widerstand des Endapparates r und die Charakteristik z reell an. so gilt die Telegraphengleichung [1])

$$\begin{aligned} V_a &= V_e \cdot \frac{e^{+\gamma l} + e^{-\gamma l}}{2} + z \cdot J_e \cdot \frac{e^{+\gamma l} - e^{-\gamma l}}{2} \\ J_a &= J_e \cdot \frac{e^{+\gamma l} + e^{-\gamma l}}{2} + \frac{V_e}{z} \cdot \frac{e^{+\gamma l} - e^{-\gamma l}}{2} \end{aligned} \tag{1}$$

und

$$V_e = r \cdot J_e .$$

Die in die Leitung hineingeschickte Energie ist:

$$L_a = \frac{|V_a| \cdot |J_a| \cdot \cos \varphi}{2} = |J_e|^2 \frac{e^{2\beta l}(r+z)^2 - e^{-2\beta l}(r-z)^2}{8z}.$$

Die vom Endapparat aufgenommene Energie ist:

$$L_e = \frac{|J_e|^2 \cdot r}{2}$$

so daß der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{L_e}{L_a} = \frac{4rz}{e^{2\beta l}(r+z)^2 - e^{-2\beta l}(r-z)^2}$$

wird. Aus $\frac{d\eta}{dr} = 0$ kann das Maximum für η in bekannter Weise ermittelt werden. Es ist für $r = z$ vorhanden. Für diesen Wert lauten die Telegraphengleichungen $V_a = J_e \cdot z \cdot e^{\gamma l}$ und $J_a = J_e \cdot e^{\gamma l}$ und daher $\eta = e^{-2\beta l}$. Aus ihnen ergibt sich die physikalische Deutung: Wird die Energie am Ende völlig aufgezehrt, so ist der Nutzeffekt am größten: ein an sich plausibles Resultat, denn die Energie, welche nicht vom Endapparat aufgenommen wird, läuft auf der Leitung hin und her und verzehrt sich allmählich im Ohmschen Widerstand der Leitung. Die stehenden Wellen, die durch die am Ende reflektierten Energien zustande kommen, geben außerdem zu größeren Amplituden Anlaß und können daher leichter Induktionswirkungen auf Nachbarleitungen ausüben. In praxi pflegt man übrigens schon lange den Empfänger derart fest mit der Leitung zu koppeln, daß die Lautstärke am größten wird, was offenbar gerade für $r = z$ der Fall ist.

2. Art der Kopplung.

Für die Ankopplung der Hochfrequenzapparate an die Starkstromleitung sind zwei Möglichkeiten vorhanden: die kapazitive und die

1) Vgl. z. B. Breisig, Theoretische Telegraphie 1910, S. 283.

induktive Ankopplung (Fig. 1 und 2). Bei der induktiven Ankopplung wird die Kopplungsspule S auch vom Starkstrom durchflossen; die Spule muß demgemäß bemessen werden. Von diesem Nachteil ist die kapazitive Kopplung frei. Sie wird in der Praxis ausschließlich angewendet. Hierbei

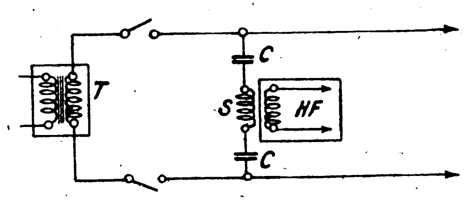


Fig. 1. Kapazitive Ankopplung.

sind die Kopplungskapazitäten c (Fig. 1) nicht zu groß zu wählen, da sonst bei den hohen Betriebsspannungen bereits größere niederfrequente Ströme über die Kondensatoren fließen würden. Bei einer gebräuchlichen resultierenden Kapazität von $C = \frac{c}{2} = 1000$ cm berechnet sich

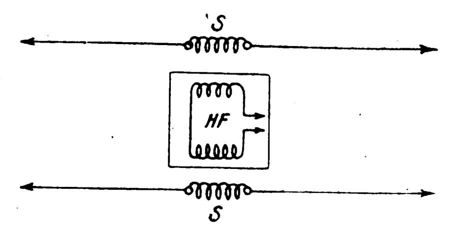


Fig. 2. Induktive Ankopplung.

der darüber fließende Strom zu $J = \frac{\omega V}{9 \cdot 10^8}$, also bei 10000 Volt und 50 Perioden $J = 3{,}5$ mA.

Damit nennenswerte hochfrequente Ströme in die Leitung fließen können, muß der Scheinwiderstand der Kopplungskapazität c (Fig. 1) durch Selbstinduktionen kompensiert werden. Bei dem praktischen Versuche waren diese Selbstinduktionen auffälligerweise ganz verschieden, je nachdem ob der rückwärtige Hochspannungstransformator T von der Leitung abgetrennt war oder nicht. Es mußte daher angenommen werden, daß der Transformator keine absolute Drossel für die hochfrequenten Ströme bildete, daß er vielmehr eine beträchtliche kapazitive Leitfähigkeit besaß. Daraufhin angestellte Messungen an mehreren Eisentransformatoren haben denn auch ergeben, daß die

Kapazität der Sekundärseite (Hochspannung) gegen die Primärseite (Erde) etwas mehr als 2000 cm beträgt und daß von derselben Größenordnung die Kapazität von Phase gegen Phase derselben Sekundärseite ist.

Unter Berücksichtigung der Transformatorenkapazität kann man sich folgendes schematische Bild der ganzen Verhältnisse machen: Der Transformator T (Fig. 1) nebst den Kopplungskondensatoren c und der Spule S bildet einen geschlossen Schwingungskreis, mit dem die

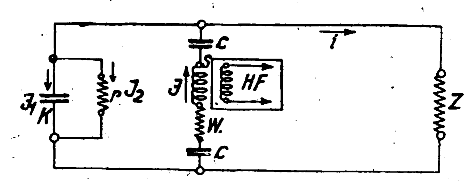


Fig. 3. Ersatzschema.

Leitung kapazitiv gekoppelt ist. Ist dieser Schwingungskreis seinerseits mit der Apparatur H. F. gekoppelt, so wird in ihm eine gewisse Energie pulsieren und von dieser ein Teil in die Leitung wandern. Hat die Leitung ein beträchtliches βl, so kann sie nach Gleichung (1)

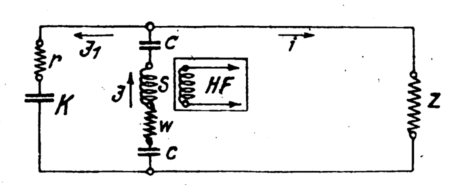


Fig. 4. Ersatzschema.

durch einen Widerstand $\frac{V_a}{J_a} = z$ ersetzt werden. Man wird annehmen müssen, daß der Weg der hochfrequenten Ströme über den Transformator nicht verlustfrei ist. Dem kann dadurch Rechnung getragen werden, daß parallel oder in Serie zur Transformatorenkapazität ein Ohmscher Widerstand r gedacht wird (Fig. 3 bzw. 4). Aus der bei Versuchen beobachteten Abstimmschärfe kann übrigens geschlossen werden, daß der Verlust klein, also r in Fig. 3 sehr groß, in Fig. 4 sehr klein ist. Induziert nun der Apparat H. F. in der Spule S eine elektromotorische Kraft ε, so gilt mit Benutzung der Fig. 3 und der Rechnungsart mit imaginären Größen

$$\varepsilon = Jw + \frac{J}{j\omega C} + j\omega SJ + iz \qquad iz = \frac{J_1}{j\omega K} = J_2 r \qquad J = i + J_1 + J_2$$

$$\varepsilon\left[\left(1+\frac{z}{r}\right)^2 + (\omega K z)^2\right] = J\left[w\left(1+\frac{z}{r}\right)^2 + w(\omega K z)^2 + z\left(1+\frac{z}{r}\right)\right] +$$
$$jJ\left[\left(1+\frac{z}{r}\right)^2\left(\omega S - \frac{1}{\omega C}\right) - \frac{\omega K^2 z^2}{C} - \omega K z^2 + \omega^3 K^2 z^2 S\right]$$

wobei

$$C = \frac{c}{2}$$

S wird bei Abstimmung so bemessen, daß das imaginäre Glied fortfällt, also die Gleichung

$$S\left[\left(1+\frac{z}{r}\right)^2 + (\omega K z)^2\right] = z^2\left(1+\frac{K}{C}\right)K + \frac{1}{C\omega^2}\left(1+\frac{z}{r}\right)^2 \tag{2}$$

erfüllt wird. Für die Leistung L_a im Schwingungskreis ergibt sich dann bei Abstimmung

$$L_a = \frac{|\varepsilon| \cdot |J|}{2} = \frac{|J|^2}{2} \cdot \left[w + \frac{z\left(1+\frac{z}{r}\right)}{\left(1+\frac{z}{r}\right)^2 + (\omega K z)^2}\right]$$

Die in die Leitung wandernde Energie ist

$$L_e = \frac{|i|^2 \cdot z}{2} = \frac{|J|^2}{2} \frac{z}{\left[\left(1+\frac{z}{r}\right)^2 + (\omega K z)^2\right]}$$

So folgt für den reziproken Wert des Nutzeffektes

$$\frac{1}{\eta} = \frac{L_a}{L_e} = 1 + \frac{z}{r} + \frac{w}{z}\left[\left(1+\frac{z}{r}\right)^2 + (\omega K z)^2\right]$$

Ähnlich folgt aus Fig. 4

$$\frac{1}{\eta} = 1 + \frac{w}{z} + \frac{2wr + rz + wz}{r^2 + \frac{1}{\omega^2 K^2}}$$

und zur Abstimmung eine Selbstinduktion

$$S = \frac{1}{C\omega^2} + \frac{K z^2}{1 + \omega^2 K^2 (r+z)^2} \tag{3}$$

In beiden Fällen wird der Nutzeffekt um so größer, je kleiner ω wird. Das Resultat besagt physikalisch, daß die Ströme bei höheren Frequenzen

den Weg über die Transformatorenkapazität K bevorzugen, anstatt über die Leitung (z) zu gehen. Bei niedrigeren Frequenzen tritt das Umgekehrte ein. Lange Wellen sind daher für Kraftleitungen wiederum durchaus zweckmäßiger als kürzere.

Der Einfluß der Kapazität des Transformators auf die Hochfrequenz zeigte sich auch darin, daß bei Abschaltung des Transformators ein Nachstimmen sich als notwendig erwies, um wieder günstige Betriebsverhältnisse herbeizuführen. Aus den Gleichungen (2) und (3) folgt für $K = 0$ und $r = 0$ in Fig. 4 $S = \frac{1}{C\omega^2}$, während in Fig. 3 für $K = 0$ und $r = \infty$ ebenfalls ein $S = \frac{1}{C\omega^2}$ resultiert. Der reziproke Wirkungsgrad wird in beiden Fällen

$$\eta = 1 + \frac{w}{z}$$

also nunmehr unabhängig von der Frequenz.

3. Der Anruf.

Bei einer Nachrichtenübermittlung zwischen Kraftwerken wird der größte Wert auf die Betriebssicherheit des Nachrichtenmittels gelegt. Dies gilt vor allem für den Anruf. Auf Starkstromleitungen erfolgt der Anruf ebenfalls mit hochfrequenten Strömen. Bewährt hat sich

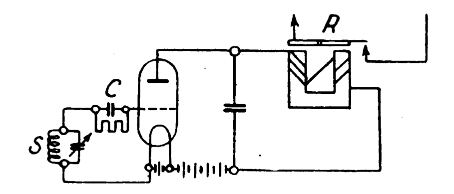


Fig. 5. Anrufempfänger.

ein Anrufsempfänger nach Fig. 5. Treffen hochfrequente Wellen auf den Schwingungskreis S, so werden diese den Audionkondensator c negativ aufladen, der Anodenstrom wird abnehmen und das Relais R kann ansprechen. Dieser Anrufsempfänger arbeitet schnell und sicher genug, um auch schriftliche Aufzeichnung einer telegraphischen Nachricht zu gestatten, was zur Sicherheit des Betriebes auf Starkstromnetzen erheblich beitragen kann. Sind die Spannungsquellen für die Apparatur nicht in Ordnung oder brennt der Faden der Röhre durch.

so sinkt ebenfalls der Anodenstrom ab, das Relais spricht an, die Alarmvorrichtung ertönt so lange, bis Abhilfe geschaffen ist. Der Apparat meldet sich also von selbst, wenn er nicht in Ordnung ist.

4. Betrieb mit zwei Wellen.

Bei größeren Anlagen wird außer der Betriebssicherheit ein Mehrfachverkehr verlangt, etwa in der Weise, daß von demselben Kraftwerk aus einmal nach einer Unterstation, gleichzeitig aber und unabhängig davon nach einer wichtigen Betriebszentrale über dieselbe Leitung gesprochen werden soll. Jedes Gespräch erfordert für sich eine Welle. Sind die Wellen verschieden, so sind die Gespräche unabhängig voneinander, und es entsteht jetzt die Aufgabe, den Schwingungskreis *ScTcS* in Fig. 1 für zwei Frequenzen auf günstigste Verhältnisse zu bringen oder auf zwei Wellen gleichzeitig abzustimmen. Die Mittel hierzu sind bekannt.[1]) Kann man auch die Größen dieses Abstimmsystems berechnen und danach einstellen, so erfordert die Praxis ein handlicheres System, das für alle vorkommenden Fälle eine große Anpassungsfähigkeit besitzt. Eine geeignete Schaltung wurde in folgender brückenartigen Anordnung gefunden. Der Hochfrequenzapparat H. F. (Fig. 6) ist mit der Spule C an die Leitung $L_1 ADBL_2$

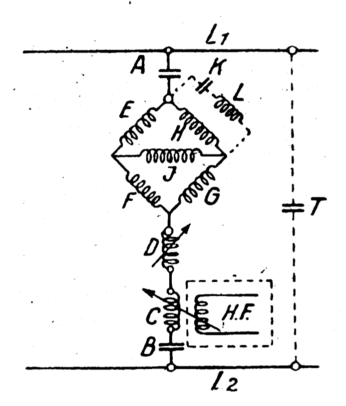


Fig. 6. Abstimmung beim Mehrfachbetrieb.

gekoppelt. Außer der Abstimmspule D befindet sich in diesem Stromkreis eine Brücke. Diese enthält vier gleiche Spulen E, F, G, H. Der Brückenzweig J ist daher für alle Frequenzen stromlos. Jetzt wird

1) Zeitschrift für Fernmeldetechnik 1921, S. 153.

mit Hilfe der Spule D der Kreis $L_1 ABL_2 TL_1$ auf eine Welle λ_1 abgestimmt. Dann wird die Spule H ersetzt durch eine Reihenschaltung einer viel größeren Spule L und dem Kondensator K. Der Kondensator K wird auf einen solchen Wert eingestellt, daß das System L—K der Spule H gleichwertig wird, was man an der Stromlosigkeit des Zweiges J erkennt. Der Ersatz der Spule H durch K und L bewirkt, daß die Brücke nicht mehr für alle Frequenzen abgeglichen ist, sondern nur für λ_1. Nur für diese Welle ist J stromlos. Für die Abstimmung auf λ_2 sind die Abstimmittel an die Stelle von J einzusetzen. Da die Abstimmung der Brücke auf λ_1 dadurch nicht gestört wird, so sind die Abstimmungen unabhängig voneinander.

5. Störende Geräusche.

Zeitweise störten bei den Versuchen starke Geräusche den hochfrequenten Sprechbetrieb. Sie rührten her von schadhaften Isolatoren, an denen Übergänge des Starkstromes stattfanden. Die Geräusche waren vom Empfänger durch Abstimmittel nicht fernzuhalten, weil die Störungen selbst hochfrequenter Natur waren. Hier hilft das zwar triviale aber sehr wirksame Mittel, den Empfänger unempfindlicher zu machen und die Sendeenergie zu steigern. Dann leidet die Lautstärke des Gespräches nicht, die Geräusche sinken aber unter die Reizschwelle des Empfängers und damit der Störbarkeit.

6. Überbrückung von Trennschaltern.

Bei Kraftleitungen hat man immer damit zu rechnen, daß Teile der Leitung durch Trennschalter im Freien zeitweilig vom übrigen Netz abgeschaltet werden. Trotzdem kann die Notwendigkeit bestehen, auch dann miteinander auf Hochfrequenz zu verkehren. In diesem Falle muß die Hochfrequenz den Trennschalter überbrücken. Es ist leicht, zu diesem Zweck Schaltungen anzugeben, die Parallelwege zum Trennschalter vorsehen und für die Hochfrequenz passierbar sind, nicht aber für die Hochspannung, z. B. kleine Kondensatoren. Aber selbst über die kleine Kapazität des Überbrückungskondensators können solche Mengen von Hochspannungsenergie von der einen Leitung in die andere gelangen, daß in der abgetrennten und vielleicht zufällig nicht geerdeten Leitung besonders im Falle von Resonanz für die Niederfrequenz gefährliche Spannungen auftreten (Ferrantieffekt). Wenn außerdem die Aufgabe besteht, an der Trennschalterstelle einen neuen Hochfrequenzapparat anzuschalten, um mit diesem gegebenenfalls nach beiden Richtungen zu sprechen, so werden die Verhältnisse schwieriger. Denn

es soll der Hochfrequenzapparat am Trennschalter mit beiden Endapparaten verkehren können, gleichzeitig aber diese untereinander und alles dieses ohne Rücksicht darauf, ob der Trennschalter offen oder geschlossen ist. Diesen Forderungen wird folgende Schaltung gerecht. Ist der Trennschalter T (Fig. 7) gezogen, so können keine Hochspannungs-

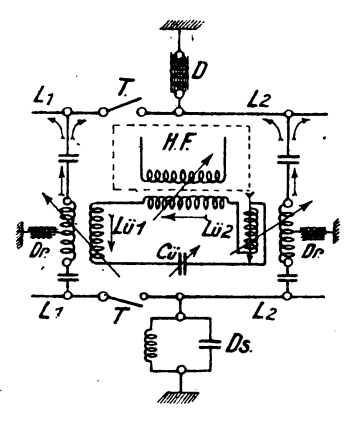


Fig. 7. Überbrückung von Trennschaltern.

energien von der einen Leitung L_1 in die andere L_2 fließen, da Überbrückungskapazitäten fehlen. Wird vom Hochfrequenzapparat H. F. gesprochen, so wird die Sprachenergie auf den Schwingungskreis $Lü_1$—$Cü$—$Lü_2$ übertragen, der die Energie an die beiden Leitungen L_1 und L_2 abgibt. Die Kopplungsspulen $Lü_1$ und $Lü_2$ sind so bemessen und gerichtet, daß der Trennschalter zwischen Punkten gleicher Hochfrequenzspannung liegt. Infolgedessen ist es gleichgültig, ob der Trennschalter offen oder geschlossen ist. So wird der Verkehr nach jeder Richtung ermöglicht. Soll die wattlose Leitung L_2 später geerdet werden, so muß Rücksicht auf die hochfrequenten Wellen genommen werden und die Erdung über Drosseln D bzw. Drosselschwingungskreise DS erfolgen, die für die hochfrequenten Wellen undurchlässig sind, für die Hochspannung aber einen Kurzschluß darstellen. Selbstverständlich kann man diese Operationen miteinander so verbinden, daß beim Ziehen des Trennschalters die betreffenden Leitungen automatisch richtig geerdet werden.

Nachdem so die verschiedenen Aufgaben klargelegt und gelöst waren, konnten von den Deutschen Telephonwerken Apparate gebaut werden, die bereits im vorigen Jahre an Hochspannungsleitungen ver-

schiedenster Art zur Anschaltung gelangten. Über das Ergebnis hiervon urteilt z. B. das „Badenwerk“ folgendermaßen: „Die Verständigung, die Klarheit der Sprache war gut. Die Lautstärke war erheblich größer als bei einem Niederfrequenzgespräch zwischen den beiden Orten mit unserem gewöhnlichen Betriebsfernsprecher. Der hochfrequente Anruf war sicher und ermöglichte einen einwandfreien Morsebetrieb mit Klingel.“

Ein einfaches Kompensationsverfahren zur Untersuchung von Kondensatoren bei niederen und mittleren Frequenzen.

Von **Wilhelm Geyger.**

I. Einleitung.

Die Messung der Kapazität und des dielektrischen Verlustwinkels von Kondensatoren bei niederen und mittleren Frequenzen wird meistens in der Weise ausgeführt, daß das zu untersuchende Meßobjekt in einer Brückenschaltung verglichen wird mit einem Vergleichskondensator, dessen Kapazität und Verlustwinkel genau bekannt ist.[1]) Dieses Verfahren ist nur dann anwendbar, wenn Vergleichskondensatoren (Normal- und Luftkondensatoren) geeigneter Art zur Verfügung stehen. Außerdem entstehen hier, wenn es sich um die Untersuchung von Kondensatoren kleiner Kapazität handelt, vielfach Meßfehler, welche durch die Kapazität von Teilen der Meßanordnung gegeneinander und gegen Erde verursacht werden. Eine sichere Vermeidung solcher Fehler ist nicht immer möglich, besonders, wenn Kapazitätswerte von der Größenordnung 10^{-10} bis 10^{-11} Farad gemessen werden sollen. Auch ist die Meßanordnung beim Arbeiten mit kleinen Kapazitäten und niederen Spannungen unter Anwendung niederer Frequenzen in der Regel ziemlich unempfindlich.

In einer früheren Arbeit[2]) habe ich ein einfaches Kompensationsverfahren beschrieben, welches ermöglicht, ohne Zuhilfenahme eines Vergleichskondensators Kapazität und dielektrischen Verlustwinkel von Kondensatoren und Kabeln mit einer Einstellung gleichzeitig zu messen.

---

1) Monasch, Danziger Dissertation 1906 und Ann. d. Phys., Bd. 22, S. 906, 1907; Schering, Zeitschr. f. Instrumentenk. Bd. 40, S. 124, 1920; Semm, Arch. f. Elektrot. Bd. 9, S. 30, 1920; Giebe und Zickner, Arch. f. Elektrot. Bd. 11, S. 109, 1922; Meyer, Zeitschr. f. Fernmeldetechn. 1923, S. 1.

2) Geyger, Arch. f. Elektrot. Bd. XII, S. 370, 1923.

Es eignet sich besonders zur Messung sehr kleiner Kapazitätswerte und zur Ermittelung dielektrischer Verlustwinkel bis etwa 3⁰ unter Verwendung niederer und mittlerer Frequenzen. Es hat sich gezeigt, daß hiermit Kondensatoren, wie sie in den Sende- und Empfangsanordnungen der drahtlosen Telegraphie und Telephonie verwendet werden, auf einfache und zuverlässige Weise untersucht werden können und zwar mit einer Genauigkeit, die für die meisten praktisch vorkommenden Fälle vollkommen ausreichend ist. Im folgenden soll daher über das Meßverfahren und seine Anwendung näheres berichtet werden.

II. Prinzip des Meßverfahrens.

Die Meßanordnung zeigt Fig. 1. Das zu untersuchende Meß objekt C ist mit einem induktions- und kapazitätsfreien Widerstand r in Reihe geschaltet und mit der Wechselstromquelle verbunden. Die Primärspule S_1 eines Lufttransformators ist über eine Selbstinduktions-

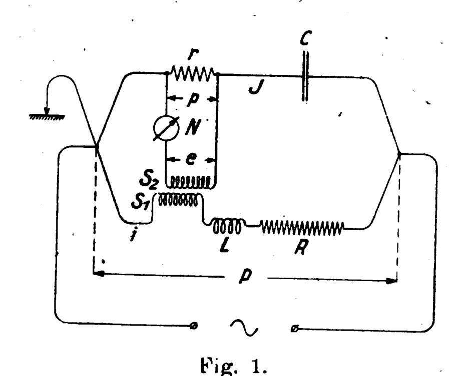


Fig. 1.

spule und einen induktions- und kapazitätsfreien Widerstand ebenfalls mit der Wechselstromquelle verbunden, während die Sekundärspule S_2 über ein Wechselstromnullinstrument N an den Widerstand r angeschlossen ist. Die Induktivität L sowie der Ohmsche Widerstand R des Spulenzweiges sind bekannt, ebenso der Widerstand r im Kapazitätszweig. Die an den Verzweigungspunkten herrschende Spannungsdifferenz P sowie die Kreisfrequenz ω können mittels geeigneter Meßinstrumente gemessen werden.

Die elektrischen Verhältnisse in dieser Anordnung bei Stromlosigkeit des Nullinstruments erklärt das Vektorendiagramm der Fig. 2. Die Spannung P setzt sich zusammen aus der Wattkomponente P_w, welche in gleicher Phase wie der Strom J liegt, und aus der watt-

losen Komponente P_c, welche senkrecht darauf steht und zwar nacheilend. Winkel $(P, P_c) = \alpha$ ist das Komplement des Phasenwinkels zwischen Spannung P und Strom J und stellt den gesamten Verlustwinkel im Kapazitätszweig dar. Er setzt sich zusammen aus dem Verlustwinkel β, welcher durch den Ohmschen Widerstand r verursacht wird, und aus dem zu messenden dielektrischen Verlustwinkel δ des Meßobjekts. Der die Spule S_1 durchfließende Strom i eilt der Spannung P nach um einen Winkel, welcher sich aus den Werten

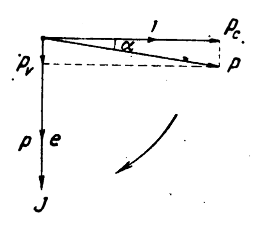


Fig. 2.

von L und R ergibt. Fließt in S_1 ein Wechselstrom mit der Kreisfrequenz ω, so entsteht in der Spule S_2 eine E.M.K., die zum Strome senkrecht steht und deren Größe dem Strom und der Kreisfrequenz proportional ist, andererseits aber von der gegenseitigen Einstellung der beiden Spulen abhängt. Bezeichnet e die in S_2 induzierte E.M.K., so beträgt der Winkel zwischen e und i bei Stromlosigkeit des Nullinstrumentes stets 90°, während e der Größe nach gleich $\eta \cdot \omega \cdot i$ ist wo der Faktor η von der gegenseitigen Einstellung der beiden Spulen abhängt und bei gegebener Spulenanordnung durch Eichung leicht ermittelt werden kann. Die Spannung p am Widerstand r ist in Phase mit dem Strom J und ihrer Größe nach gleich $r \cdot J$. Ist das Nullinstrument stromlos, so sind die Spannungen p und e in bezug auf Größe und Phase einander gleich. Man erkennt, daß dies nur möglich ist, wenn der Phasenwinkel zwischen Strom i und Spannung P gleich Winkel $(P, P_c) = \alpha$ ist.

Die Ströme i und J berechnen sich aus den Gleichungen

$$i = \frac{P}{R} \cdot \cos \alpha \tag{1}$$

und

$$J = P \cdot \omega \cdot C \cdot \cos \alpha \tag{2}$$

Ferner ist, wie schon oben erwähnt,

$$e = \eta \cdot \omega \cdot i$$

und

$$p = r \cdot J$$

Demnach wird

$$e = \eta \cdot \omega \cdot \frac{P}{R} \cdot \cos \alpha$$

und

$$p = r \cdot P \cdot \omega \cdot C \cdot \cos \alpha$$

Nun ist bei abgeglichener Anordnung

$$e = p$$

so daß wir schreiben können

$$\eta \cdot \omega \cdot \frac{P}{R} \cdot \cos \alpha = r \cdot P \cdot \omega \cdot C \cdot \cos \alpha$$

oder

$$C = \frac{\eta}{R \cdot r} \tag{3}$$

Für die Phasenwinkel α und β gelten folgende Beziehungen:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\omega \cdot L}{R} \tag{4}$$

und

$$\operatorname{tg} \beta = r \cdot \omega \cdot C \tag{5}$$

Weiter ist, wie aus obigen Ausführungen hervorgeht, bei der Kleinheit der in Betracht kommenden Winkel

$$\alpha = \beta + \delta$$

also

$$\delta = \alpha - \beta \tag{6}$$

Man ersieht aus diesen Ausführungen, daß nach Abgleichung der Anordnung die Kapazität aus bekannten Werten nach Gleichung (3) berechnet werden kann und daß sich der dielektrische Verlustwinkel nach Gleichung (4) bis (6) ohne weiteres berechnen läßt.

III. Praktische Durchführung des Verfahrens.

Die angegebenen Formeln sind nur dann streng gültig, wenn der benutzte Wechselstrom sinusförmig ist. Bei Benutzung nicht sinusförmiger Wechselströme wird man daher als Nullinstrument ein auf die Grundfrequenz des Wechselstromes abgestimmtes Vibrationsgalvano-

meter[1]) verwenden, so daß die höheren Harmonischen keine merklichen Störungen verursachen können. Die Einstellung des Galvanometers erfolgt dann genau so, als ob nur Wechselströme der Grundperiode, d. h. Sinusströme vorhanden wären. Arbeitet man mit höheren Periodenzahlen, wie sie z. B. in der Fernsprechtechnik verwendet werden, so ist es oft vorteilhaft, ein Hörtelephon als Nullinstrument zu verwenden, da bei diesen Frequenzen das Hörtelephon dem Vibrationsgalvanometer an Empfindlichkeit überlegen ist. Die Stromquellen, welche bei solchen Messungen verwendet werden, liefern meistens praktisch sinusförmigen Wechselstrom, so daß ein störender Einfluß der Kurvenform nicht zu befürchten ist. In vielen Fällen kann auch ein Röhrenvoltmeter als Nullinstrument mit Vorteil verwendet werden.

Bei dem Aufbau der Meßanordnung muß beachtet werden, daß die Widerstände R und r genügend induktions- und kapazitätsfrei sind. Für Frequenzen unter 100 erfüllen die gewöhnlichen, bifilar gewickelten Widerstände diese Forderung meist in ausreichendem Maße. Bei Anwendung höherer Frequenzen sind die Phasenabweichungen solcher Widerstände unzulässig groß. Man verwendet daher in diesen Fällen am besten Präzisionswiderstände, deren Widerstandsspulen nach dem Verfahren von Wagner und Wertheimer[2]) gewickelt sind. Die Zeitkonstanten solcher Widerstände sind, wie die eingehenden Untersuchungen Wagners gezeigt haben, auch bei mittleren Frequenzen so klein, daß sie bei den vorliegenden Messungen nicht berücksichtigt zu werden brauchen. Die Größe der Widerstände R und r richtet sich nach den jeweiligen Versuchsverhältnissen. Den Widerstand r wird man möglichst klein wählen, damit der zusätzliche Verlustwinkel β möglichst kleine Werte annimmt. Andererseits darf dieser Widerstand nicht zu klein gewählt werden, damit der an seinen Klemmen auftretende Spannungsabfall genügend groß ist, um ausreichende Empfindlichkeit der Galvanometereinstellung zu erzielen. Die Größe des Widerstandes R richtet sich nach der Betriebsspannung. Beträgt dieselbe etwa 100 bis 200 Volt, so verwendet man mit Vorteil einen Kurbelwiderstand, während bei Anwendung höherer Betriebsspannungen bis etwa 25000 Volt an Stelle des Kurbelwiderstandes ein unveränderlicher, praktisch induktions- und kapazitätsfreier Hochspannungswiderstand benutzt wird. Besonders geeignet sind hierfür Hochspannungs-

1) Schering und Schmidt, Arch. f. Elektrot. Bd. 1, S. 254, 1912.
2) Wagner und Wertheimer, ETZ. 1913, S. 613, 649 und 1915, S. 606, 621.

widerstände, wie sie bei Meßwandlerprüfeinrichtungen zur Prüfung von Spannungswandlern verwendet werden.

Der erforderliche Lufttransformator stellt eine stetig veränderliche gegenseitige Induktivität dar, deren gegenseitiger Induktionskoeffizient für die einzelnen Einstellungen durch Eichung bestimmt wird. Man kann hierfür zwei fehlerfreie, in ihrer gegenseitigen Lage veränderliche Spulen verwenden, deren Größen- und Wicklungsverhältnisse passend gewählt werden. Für die vorliegenden Zwecke eignet sich vorzüglich der „Phasenschlitten", wie er von Déguisne[1]) zur Bestimmung kleiner Phasenverschiebungen angegeben worden ist. Der Phasenschlitten[2]) besteht aus zwei auf einem Schlitten befestigten, ineinander verschiebbaren Spulensätzen, und es können an einer am Schlitten angebrachten Skala mit Hilfe von Eichkurven die Werte von η abgelesen werden.

Die Einstellung der richtigen Phasenverschiebung im Spulenzweig geschieht mittels einer stetig veränderlichen Induktivität, welche der Primärspule des Phasenschlittens vorgeschaltet ist. Sehr bequem ist die Benutzung eines entsprechend geeichten Selbstinduktionsvariators, welcher die im Spulenzweig eingestellte Phasenverschiebung unmittelbar abzulesen gestattet. Diese Induktivität darf auf die Sekundärspule des Lufttransformators keine induzierenden Wirkungen ausüben. Überhaupt muß die im Kompensationskreis liegende Sekundärspule vor den Wirkungen magnetischer Wechselfelder geschützt werden, die von benachbarten Apparaten herrühren. Um den Einfluß solcher störender Fremdfelder zu vermeiden, ist es zweckmäßig, den bereits erwähnten Phasenschlitten zu benutzen, bei welchem jede der beiden Spulen S_1 und S_2 aus zwei in umgekehrtem Sinne gewickelten, dicht nebeneinander liegenden Solenoiden besteht. Durch diese Anordnung wird die Wirkung störender Felder ganz beträchtlich verringert. Außerdem kann man vor der Messung, indem man das Nullinstrument unmittelbar an die Klemmen der Spule S_2 anlegt, das etwaige Vorhandensein solcher Felder feststellen und durch entsprechende Orientierung der Spule im Raume deren Einwirkung fast stets völlig zum Verschwinden bringen.

Zur Vermeidung von Störungen und Fehlerquellen durch kapazitive Einflüsse wird die Meßanordnung, wie aus Fig. 1 ersichtlich, an

1) Déguisne, Arch. f. Elektrot., Bd. 5, S. 303—308, 1917.

2) Herstellung und Vertrieb des Phasenschlittens ist von der Hartmann & Braun A.-G., Frankfurt a. M., übernommen worden.



geeigneter Stelle geerdet. Die hierdurch sich ergebende Potentialverteilung bewirkt, daß die gesamte Betriebsspannung am Meßobjekt C und am Vorschaltwiderstand R wirksam ist, daß aber alle übrigen Teile der Meßanordnung praktisch Erdpotential besitzen. Da das Meßverfahren darauf beruht, den Strom J im Meßobjekt zu ermitteln, so ist es nötig, daß im Kompensationswiderstand r dieser Strom allein wirksam ist. Kapazitätsnebenschlüsse können daher unter Umständen die Messungen erheblich fälschen.

Einen kapazitiven Einfluß des Vorschaltwiderstandes auf den Kompensationskreis wird man dadurch vermeiden, daß man den Abstand zwischen diesen Teilen genügend groß wählt. Ist dies aus irgendwelchen Gründen nicht möglich, so wird ein den Widerstand R überdeckender geerdeter Schutzkasten diese Fehlerquelle beseitigen. Eine kapazitive Einwirkung der Zuleitungen zum Meßobjekt kann besonders bei der Messung kleiner Kapazitätswerte störend sein. Diese Fehlerquelle, die in der Kapazität der spannungsführenden Zuleitung zur anderen Zuleitung und zum Kompensationskreis besteht, kann in einfachster Weise dadurch beseitigt werden, daß man die spannungsführende Zuleitung in genügendem Abstand von den anderen Teilen anordnet, oder auch dadurch, daß man diese Zuleitung mit einer von ihr gut isolierten geerdeten Schutzhülle umgibt. Kapazitive Wirkungen zwischen den Spulen des Lufttransformators sind nicht zu befürchten, da die Spulen praktisch gleiches Potential besitzen.

Die Genauigkeit der Meßergebnisse hängt, abgesehen von der Empfindlichkeit der Nulleinstellung, im wesentlichen ab von der Genauigkeit der Widerstände und von der richtigen Eichung des Phasenschlittens und des Selbstinduktionsvariators. Die Eichung des Phasenschlittens kann in der angegebenen Kompensationsschaltung sehr genau ausgeführt werden. Da η nach Gl. (3) gleich $C \cdot R \cdot r$ ist, so können die den einzelnen Schlitteneinstellungen entsprechenden Werte von η ohne weiteres berechnet werden, wenn die Werte C, R und r genau bekannt sind, wobei jedoch der benutzte Kondensator keineswegs verlustfrei zu sein braucht. Auf diese Weise habe ich den bei meinen Messungen benutzten Phasenschlitten geeicht unter Verwendung eines praktisch verlustfreien Luftkondensators nach Giebe[1]), dessen Kapazität ($C = 1 \cdot 10^{-8}$ Farad) auf 0,1 Promille genau bekannt war. Die Widerstände waren auf etwa 0,2 Promille genau abgeglichen. Als Selbstinduktionsvariator benutze ich eine regelbare Selbstinduktion von

1) Giebe, Zeitschr. f. Instrumentenk., Bd. 29, S. 278, 1909.

Hartmann & Braun, wobei die wirksamen Induktivitätswerte den beigegebenen Eichkurven entnommen werden.

IV. Anwendung des Meßverfahrens.

Wie in der genannten Arbeit[1]) gezeigt worden ist, lassen sich mit Hilfe des beschriebenen Kompensationsverfahrens an Kondensatoren verschiedenster Art genaue Messungen ausführen. Es wurden Papier- und Glimmerkondensatoren, sowie elektrostatische Meßgeräte untersucht. Dabei hat sich gezeigt, daß die Empfindlichkeit der Methode verhältnismäßig groß ist, so daß z. B. Kapazitäten von der Größenordnung 10^{-10} bis 10^{-11} Farad bei einer Betriebsspannung von 200 Volt und einer Frequenz von 50 Perioden noch auf 1 bis 2 Prozent genau bestimmt werden können. Als Nullinstrument benutzt man bei derartigen Messungen am besten ein auf die Grundfrequenz abgestimmtes Vibrationsgalvanometer. Störungen und Fehler infolge kapazitiver Einflüsse waren nicht zu bemerken.

Auch bei Frequenzen von 500 und 1000 Perioden habe ich bei 200 Volt Betriebsspannung unter Benutzung eines Hörtelephons als Nullinstrument Kapazitäts- und Verlustmessungen ausgeführt und konnte auf diese Weise z. B. die Kapazität eines elektrostatischen Voltmeters in Abhängigkeit vom Zeigerausschlag messen. Ferner wurde an Elektronenröhren die Kapazität zwischen Kathode, Anode und Gitter bestimmt. Endlich wurden Kapazität und dielektrischer Verlustwinkel an Kondensatoren verschiedener Art in Abhängigkeit von Frequenz und Temperatur gemessen.

Nach derselben Methode lassen sich auch Untersuchungen an Kabeln und Isoliermaterialien ausführen. Es hat sich gezeigt, daß dieselbe zur Bestimmung von Dielektrizitätskonstanten gut geeignet ist, und daß auch Kabeluntersuchungen in bequemer Weise damit ausgeführt werden können. Bei der Untersuchung von Hochspannungskabeln ist es bekanntlich nicht nötig, die Messung mit der Spannung durchzuführen, für welche das Kabel bestimmt ist, da, wie Monasch[2]) gezeigt hat, die Größe des Verlustwinkels von der Spannung unabhängig ist. Man kann daher die Messung des Verlustwinkels auch bei niedriger Spannung durchführen, was aus mehreren Gründen vorteilhaft ist. Die mitgeteilte Methode ermöglicht, auch bei verhältnismäßig niedrigen Spannungen sehr genaue Ergebnisse zu erzielen, so

---

1) Geyger, a. a. O.
2) Monasch, a. a. O.

daß sie auch bei Verlustmessungen an Hochspannungskabeln mit Vorteil angewendet werden kann.

Mit dieser Meßanordnung ist es möglich, Kapazität und dielektrischen Verlustwinkel des Meßobjekts mit einer Einstellung gleichzeitig zu messen. Für die Praxis wird es zweckmäßig sein, sich gemäß der beschriebenen Methode eine einfache Apparatzusammenstellung herzustellen oder diese Apparate in einer Konstruktion zu vereinigen. Eine derartige Anordnung läßt sich in einfacher Weise so ausbilden, daß die zu messenden Werte an entsprechend geeichten Skalen unmittelbar abgelesen werden.

Zusammenfassung.

Es wird über ein einfaches Kompensationsverfahren berichtet, welches ermöglicht, ohne Zuhilfenahme von Vergleichskondensatoren Kapazität und dielektrischen Verlustwinkel von Kondensatoren bei niederen und mittleren Frequenzen mit einer Einstellung gleichzeitig zu messen. Das Verfahren zeichnet sich durch Freiheit von Störungen infolge kapazitiver Einflüsse und durch große Empfindlichkeit aus, so daß es möglich ist, Kondensatoren kleiner Kapazität genau zu untersuchen. Dabei können bei geeigneter Anordnung die zu messenden Werte an entsprechend geeichten Skalen unmittelbar abgelesen werden.

Über die Richtung atmosphärischer Störungen.

Von **F. Schindelhauer.**

Die im folgenden diskutierten Beobachtungen wurden am Meteorologischen Observatorium zu Potsdam im März 1922 gewonnen. Es wurden damals mit einer Rahmenanordnung Empfangsversuche angestellt, die lediglich orientierenden Charakter haben sollten. Inzwischen sind bereits von englischer Seite ähnliche Beobachtungen veröffentlicht worden, so daß ein Vergleich von Interesse zu sein scheint.

Die Empfangsanordnung in Potsdam bestand aus einem 2,2 m²-Rahmen mit 100 Windungen, welcher um seine vertikale Achse drehbar aufgehängt war. Der Antennenkreis konnte bis zu 21000 m Wellenlänge abgestimmt werden. Es war die Möglichkeit vorhanden, auf Zwischenkreisempfang zu schalten. Empfangen wurde mit einem 4-Röhren-Hochfrequenzverstärker (Telefunken). Niederfrequenzverstär-

1) Wanots Watt, Proc. Roy. Soc. Ses. A. Vol. 102, S 460—478.

kung wurde nicht angewendet, da der Niederfrequenzverstärker sich schwer gegen Induktion auf die Transformatoren schützen ließ. Der Rahmen war unter einem Holzdach im kleinen Turm des Observatoriums aufgehängt, in einer Höhe von 20 m über dem Telegraphenberg, also etwa 100 m über Meeresspiegel. Die Nähe von Drahtleitungen ließ sich leider nicht vermeiden, so daß eine Beeinflussung der Messungen hierdurch nicht ausgeschlossen erscheint.

Es wurde die Richtung der ankommenden Störungen und ihre Lautstärke gemessen. Eine Seitenbestimmung war nicht möglich, entsprechend der Feldkurve des Rahmens; den Messungen haftet also ein Doppelsinn von $\pm 180^0$ an. Auf etwaigen störenden Antennenempfang des Rahmens wurde vorläufig keine Rücksicht genommen. Bei der Richtungsbestimmung wurden durch Drehen des Rahmens die beiden Minima der Störungen aufgesucht, sobald solche mit Sicherheit festgestellt werden konnten, und hieraus durch Abzug von 90^0 die Lage des günstigsten Empfanges berechnet. Alsdann wurde die Lautstärke der Störungen in der Lage des günstigsten Empfanges nach der Parallelohmmethode bestimmt. Die Messungen wurden während des Monats März 1922 meist stündlich, manchmal zweistündlich angestellt, auch nachts wurde häufig gemessen, obwohl eine Richtungsbestimmung dann meist nicht möglich war. Der Rahmen war immer auf $\lambda = 17000$ m abgestimmt.

1. Richtung der Störungen.

Schon bei den ersten Ablesungen zeigte sich eine merkwürdige Konstanz der Richtung, die selbst von einschneidenden Veränderungen der allgemeinen Wetterlage durchaus nicht beeinflußt wurde und zwar lagen die Störungen meist in der N-S-Richtung. Es wurde die willkürliche — durch anderweitige Versuche bestätigte — Annahme gemacht, daß die Südrichtung die bevorzugte sei und sämtliche Zahlen um $S = 180^0$ herum angeordnet. Wurde nun das Mittel aus sämtlichen Beobachtungen gebildet, so ergab sich der Wert 173^0. Die Lage des günstigsten Empfanges stimmt also mit auffallender Genauigkeit mit dem magnetischen Meridian zusammen, der gleichzeitige Wert der westlichen Deklination für Potsdam beträgt $7{,}2^0$ ($172{,}8^0$). Watt erhält (a. a. O.) in Aldershot als mittlere Richtung der Ankunft der Störungen 151^0 während der magnetische Meridian durch 166^0 geht.[1])

1) Watts Beobachtungen sind dreimal täglich angestellt, um 7^h, 13^h und 16^h. Die Mittelwerte sind für diese Stunden: um 7^h 179^0, um 13^h 142^0, um 16^h 164^0.

Hierbei ist zu beachten, daß die englischen Zahlen nach einer anderen Methode gewonnen worden sind, nämlich durch Zählung der Störungen in verschiedenen Rahmenstellungen, während ich nach der gewöhnlichen Peilmethode verfahren bin, wobei nur ganz einwandfreie Minima wirklich gemessen worden sind. — Zur Ermittelung des täglichen Ganges der Richtung wurden sämtliche gleichzeitigen Beobachtungen gemittelt und — da die Anzahl der Werte zu gering war — je zwei aufeinanderfolgende Stundenmittel zu einem einzigen zusammengezogen.

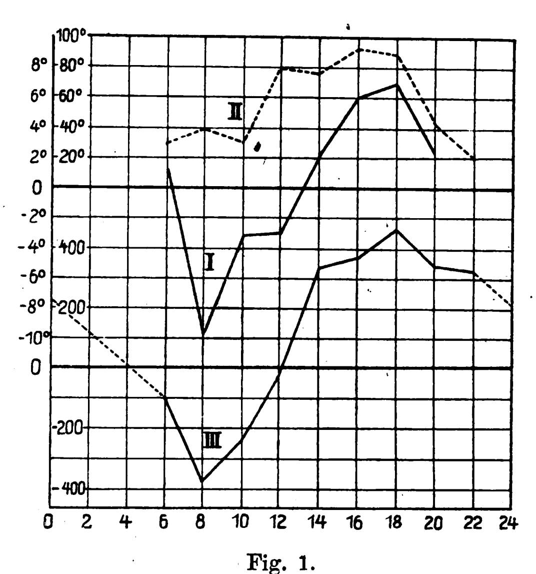


Fig. 1.

Den täglichen Verlauf der Richtung zeigt Kurve I (ausgezogen) in Graden Abweichung von der mittleren Richtung. Punkte, die unterhalb der Abszissenachse liegen, bedeuten eine Drehung des im Süden gedachten Störungszentrums nach Osten, Punkte, die oberhalb liegen, eine solche nach Westen. Die Verlagerung des Störungszentrums im Laufe des Tages folgt also der Sonne. Dieses Resultat ist entgegengesetzt dem von Watt erhaltenen, welcher morgens die größte Abweichung der maximalen Störung nach *W* erhält, also einen täglichen Gang, welcher etwa dem täglichen Gang der Deklination entsprechen würde, allerdings in sehr vergrößertem Maßstabe, während die von mir erhaltene Kurve im großen und ganzen entgegengesetzt läuft, denn das Minimum der westlichen Deklination des Nordpols der Magnetnadel fällt auf 8^h, während das Maximum etwa um 13^h eintritt.

Kurve II (punktiert) zeigt die Häufigkeit des Eintretens einer scharf bestimmbaren Richtung der Störungen. Als Ordinaten sind die Messungen, die eine Richtung ergaben, in Prozenten der Gesamtzahl eingetragen. Wie man sieht, nimmt die Richtfähigkeit der Störungen mit zunehmendem Sonnenstande zu und erreicht ein verzögertes Maximum um 16^h, wo in 95 Prozent aller Fälle eine Richtungsbestimmung möglich ist, um dann schnell abzufallen. Bei Nacht habe ich selten mehr eine Richtung der atmosphärischen Störungen finden können. Es ergibt sich hier also dieselbe Erscheinung wie bei der Richtungsbestimmung von Sendestationen, was zu beweisen scheint, daß das übertragende Medium durch Schichtenbildung bei Nacht eine Änderung des Ausbreitungsvorgangs der Wellen bewirkt.

2. Lautstärke der Störungen.

Um einen ungefähren Anhalt über die Intensität der Störungen zu haben, wurde die Lautstärke nach der Parallelohmmethode bestimmt, wobei der Parallelwiderstand so bemessen wurde, daß die stärksten Knacker gerade zum Verschwinden gebracht wurden. Die Lautstärke S^1 wurde nach der Formel $S = \frac{W + W_T}{W}$ berechnet, wo W_T der Widerstand des Telephons ist. Bildet man die Mittelwerte für die einzelnen Tagesstunden, so ergibt sich der in Kurve III aufgetragene tägliche Gang. Die Kurve verläuft ungefähr parallel der Richtungskurve, die Eintrittszeiten der Extreme scheinen zusammenzufallen. Das Minimum der Störungsintensität tritt um 8^h ein, zur Zeit ihrer größten Ablenkung nach Osten; das Maximum anscheinend um 18^h, wenn die Ablenkung nach Westen am größten ist; vorausgesetzt, daß eine genauere Untersuchung nicht für die Nachtstunden noch größere Werte ergibt.

Zusammenfassung:

I. Es konnte bei drahtlosen Peilungen häufig eine bevorzugte Richtung festgestellt werden, aus der gewisse Arten von atmosphärischen Störern — eine genauere Analyse ist nach der Hörmethode nicht möglich — herkommen. Diese Richtung ist von bemerkenswerter Konstanz und — wenigstens für die in Betracht kommende Störungsart — unabhängig von der Wetterlage. Sie scheint mit der Richtung des magnetischen Meridians zusammenzufallen.

II. Die Richtung, aus der diese Störer kommen, unterliegt einer regelmäßigen täglichen Schwankung, und zwar folgt der Ursprungsort

der Störer der Sonne, zeigt also bei Tage eine Drehung im Sinne des Uhrzeigers.

III. Nachts läßt sich meist keine Störungsrichtung feststellen.

IV. Die Intensität der Störungen zeigt im März einen mit der Richtung parallelen täglichen Verlauf; das Minimum tritt morgens um 8^h ein, das Maximum anscheinend abends um 18^h.

Die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Telefunken) hat in dankenswerter Weise Apparate für die Versuche zur Verfügung gestellt.

Über eine neue Empfangsanlage der Hauptfunkstelle Norddeich.

Von **G. Leithäuser** und **W. Claussen.**

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Der Verkehr der Hauptfunkstelle Norddeich hat im letzten Jahre um etwa 100 % zugenommen. Die Aufgaben, welche Norddeich im Funkenverkehr zu erledigen hat, zerfallen in

1. reinen Küstenverkehr;
2. funkentelegraphischen Wetterdienst, nautischen Auskunftsdienst, welcher telegraphisch und telephonisch abzuwickeln ist;
3. Fernverkehr, welcher sich mit den Schiffen aller Staaten vollziehen kann.

In früheren Zeiten war es möglich, diesen Aufgaben durch Wechselverkehr gerecht zu werden, da die Häufigkeit des Verkehrs bedeutend geringer war und der reine Küstenverkehr stark vorherrschte. Nachdem in den letzten Zeiten der Fernverkehr mehr und mehr zugenommen hat und eine größere Entwicklung verspricht, erscheint es notwendig, diese Aufgaben gleichzeitig durchführen zu können. Dadurch wird es notwendig, das Senden der Station von dem Empfang zu trennen, also eine besondere Empfangsstation zu schaffen, die unabhängig von gleichzeitigen Arbeiten der Sender ihre Aufgaben erledigen kann. Es ergeben sich zur Ausführung drei Möglichkeiten.

1. Man baut eine getrennte Empfangsstelle, welche ungestört von den Sendern aufnehmen kann und leitet die aufgenommenen Zeichen zur Station Norddeich, in welcher auch die Sender untergebracht sind, mit anderen Worten: Norddeich erhält den Endempfang von einer getrennten Empfangsstelle.

2. Man legt in der neuen Empfangsstelle die Endempfangsstelle zusammen mit den Tasten, welche die Sender bedienen sollen. Dadurch erhält Norddeich, wo die Maschinenanlage untergebracht ist, keinen Empfang mehr und wird nur noch Maschinenstation.

3. Man schafft eine Zentralstelle, in welcher die Zubringerleitungen angeschlossen sind.

Von den angeführten Verfahren sind die unter 1. und 2. angeführten nahezu gleichwertig, sowohl in wirtschaftlicher als auch in technischer Beziehung, wobei jedoch das zweite den Vorrang verdient, da weniger Personal gebraucht wird. Unwirtschaftlicher hingegen ist das Verfahren 3, da es die doppelten Zubringerleitungen erforderlich macht. Aus räumlichen Rücksichten und wegen geringen Personalbedarfs erscheint es vorteilhaft, die zweite Möglichkeit auszuführen, nach welcher Norddeich die Maschinen und Sender behält, während die Aufnahme der Telegramme, das Tasten der Sender, die Fortleitung der Telegramme durch den Drahtweg von der Empfangsstelle erfolgt. Der geringste Raumbedarf war jedoch bei der ersten Möglichkeit gegeben, da Norddeich über genügend Räumlichkeiten verfügte, dagegen die Beschaffung der Räumlichkeiten für die Empfangsstelle Schwierigkeiten machte. So ist zunächst für ein Provisorium die erste Möglichkeit ausgenutzt und eine besondere Empfangsstelle gebaut worden, während in Norddeich der Endempfang verblieben ist. Die Einrichtung dieser Empfangsstelle soll im folgenden beschrieben werden.

Bei den Vorversuchen zur Ermittelung der Örtlichkeit galt es zunächst einmal festzustellen, wieweit man mit den Empfangsapparaten an die Station herangehen könne, ohne von den Sendern derselben gestört zu werden. Norddeich besitzt zwei tönende Sender von 2 kW-Leistung, einen Röhrensender, der ungedämpfte Schwingungen mit 1 kW-Leistung geben kann, während ein weiterer Röhrensender mit ungefähr 5 kW-Leistung in kurzer Zeit zur Aufstellung gelangt. Von diesen Sendern können Empfangsstörungen besonders von den tönenden Sendern hervorgerufen werden; g. F. auch von dem Wechselstromton des 1 kW Röhrensenders, da dieser Sender gleichgerichteten Wechselstrom als Anodenstrom benutzt, wodurch bekanntlich im Empfänger auf der ausgesandten Welle und der Nachbarschaft derselben, sowie den Oberwellen, der 500-Periodenton der Wechselstrommaschine hörbar wird. Es galt dabei festzustellen,

1. wieweit gelingt es bei einer gegebenen Entfernung von der Sendestation, beispielsweise 4 km, beim Arbeiten der tönenden Sender

auf der üblichen 600 m-Welle Empfang von tönenden Stationen in benachbarten Wellenbereichen vorzunehmen;

2. wieweit ist es möglich, ungedämpfte Stationen beim Arbeiten der tönenden Sender in benachbarten Wellenbereichen aufzunehmen;

3. wieweit kann man beim Arbeiten des ungedämpften Senders mit der Aufnahmewelle bei ungedämpftem Empfang an die Sendewelle heranrücken.

Es zeigte sich zunächst, daß beim Arbeiten des ungedämpften Senders mit der weiter unten zu beschreibenden Empfangsapparatur eine sehr gute Aufnahmemöglichkeit bestand. Wenn der Sender auf 1800 m Wellenlänge arbeitete, so konnte man auf ungefähr 50 m mit der Empfangswelle an diese Sendewelle heranrücken. Der Wechselstromton störte dabei nicht mehr. Damit war die Möglichkeit gegeben, ungedämpften Fernverkehr bei gleichzeitigem Senden und Empfangen vorzunehmen. Es fragte sich nun, wieweit beim Einsetzen der tönenden Sender diese Aufnahme gestört wurde.

Um die Störungen durch tönende Sender beim Empfang zu verkleinern, gibt es verschiedene Verfahren. Man kann beispielsweise das Verfahren der Entkopplung benutzen, welches von Leithäuser bereits im Jahre 1919 in Eilvese mit Erfolg angewendet worden ist und welches theoretisch eingehend von Wien und Korshenewski beschrieben worden ist. Es läßt sich auch, wie es von Telefunken vorgeschlagen worden ist, am Sekundärkondensator ein Weg geringen Widerstandes für die Störschwingung anbringen, welcher jedoch für die Nutzschwingung größeren Widerstand aufweist. Endlich ist selbstverständlich das Verfahren der gerichteten Antenne für diesen Zweck zu verwenden. Bei den Versuchen zeigte sich, daß die genannten Verfahren (mit Ausnahme der gerichteten Antennen, welche besseres leisten) wohl etwas Erfolg hatten, daß jedoch die übrigbleibende Störung immer noch so erheblich war, daß ein einwandfreier Empfang schwierig erschien. Es handelte sich hierbei immer um Aufnahmen in der Wellengegend von 800—1200 m, während der Sender auf 600 m arbeitete. Die Kompensation der störenden Senderschwingungen gelang am besten durch eine Anordnung, welche 2 Antennen benutzte. Es war die Empfangsantenne mit dem Primärkreis auf die ankommende Welle abgestimmt, magnetisch mit dem Sekundärkreis gekoppelt, an welchem die Verstärkeranordnung angeschaltet war. Eine zweite Antenne, welche mit der ersten möglichst gering gekoppelt war, wurde mit einem zweiten Kreis zusammengeschaltet, welcher ebenfalls mit dem Sekundärkreis gekoppelt wurde, jedoch so, daß die

Kopplung nicht auf den Primärkreis einwirken konnte, und diese Antenne nahezu auf die Störschwingung abgestimmt. Durch richtigen Sinn der Kopplung ließ sich dann eine erhebliche Schwächung der Störung durch die eigene Sendestation erzielen, jedoch war auch diese für den praktischen Betrieb nicht ganz ausreichend und vor allen Dingen in der Einstellung reichlich mühevoll.

Bei weitem am besten bewährte es sich, mit ganzer loser Kopplung zwischen Antennenkreis und Sekundärkreis des Empfängers zu arbeiten. Um dieses durchführen zu können, muß diese Kopplung wirklich auf Null einstellbar sein, wobei in dem Sekundärkreis keine Eigenaufnahme der Stationszeichen erfolgt. Praktisch wird dieses ermöglicht durch Verwendung von Empfangsflachspulen sehr kleinen Durchmessers, welche zur Koppelung in einem Gestell untergebracht werden, welches eine Neigung der Antennenspule gegenüber der horizontal liegenden Sekundärspule gestattet. Bei ca. 60 Grad Neigung ist die Nullzone der Kopplung zu erhalten. Sie hängt ab vom Sinn des Anschlusses von Antenne und Erde an der Primärkreisspule. Man hat nämlich außer mit dem Magnetfeld dieser Spule auch mit statischer Kopplung direkt von der Antenne zu rechnen. Diese letztere kann durch ein schwaches entgegengerichtetes Feld der Primärkreisspule völlig aufgehoben werden. Bei diesen kleinen Kopplungsgraden muß die Verstärkungsziffer natürlich entsprechend hoch sein. Man wird also ohne Dämpfungsreduktion nicht auskommen, welche zur wirklichen Ausnutzung außerordentlich fein regulierbar gemacht werden muß. Es wurde entweder mit Audion oder zwei Röhren-Hochfrequenzverstärker gearbeitet. Es gelang so, stärkere Schiffsstationen innerhalb der für Norddeich vorgeschriebenen Reichweite des Küstenverkehrs auf der Welle 800 m aufzunehmen, während auf der 600 m-Welle der tönende Sender von Norddeich arbeitete. Hierbei war zur weiteren Verstärkung ein Dreifach-Niederfrequenzverstärker unter Zwischenschaltung eines Lautstärkemessers zur Einregulierung der Lautstärke hinter die empfangenden Röhren geschaltet. Beim Empfang ungedämpfter Sender und gleichzeitigem Arbeiten des tönenden Senders von Norddeich lagen die Verhältnisse ähnlich. Ungedämpfte Wellen konnten bei 800 m bereits aufgenommen werden, wenn auch das Rauschen, welches durch den eigenen Sender hervorgerufen wurde, hierbei etwas störte; bei 1200 m war der Empfang jedoch hierdurch nicht mehr beeinträchtigt.

Für die neue Empfangsanlage sind als Antennen aus einem Draht bestehende Horizontalantennen benutzt worden. Am Empfangsgebäude

wurde ein Zentralmast von 32 m Höhe als Antennenträger errichtet. Ferner wurden 3 Außenmaste von der gleichen Höhe gesetzt und eine vorhandene Mühle als Träger mitbenutzt. Sie ist 22 m hoch und wurde durch Aufbau von einem Rohrständer von 6 m Höhe weiter erhöht. Die Maste sind so stark bemessen, daß zwischen ihren Spitzen ein stärkeres Spannseil gezogen werden kann, welches als Halteseil für weitere Antennendrähte in Frage kommt. Die Eindrahtantennen wurden aus 3 mm Kupferbronzedraht gebaut, welche reine Zugfestigkeit von 20 kg pro mm² besitzt. Zur Isolierung dienten Knüppelisolatoren von 1000 kg Zugfestigkeit. Die größte Antennenlänge beträgt 200 m; die übrigen Antennen sind 125 m lang. Einstweilen sind 4 Antennen gebaut worden. Die Einführungen in den Empfangsraum sind mit 4 Gegengewichtsdurchführungen vorgenommen. Die Antennendrähte endigen innen auf Rillenisolatoren (s. Fig. 1), welche mit Sicherheitsfunken-

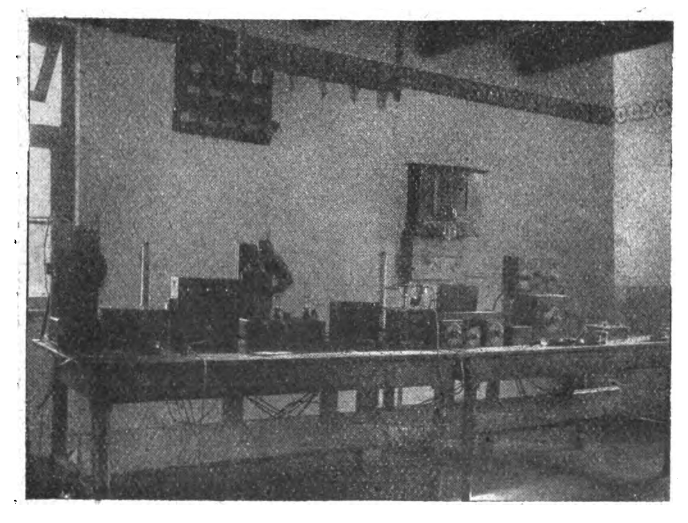


Fig. 1.

strecke oder Kurzschlußvorrichtung zum Anlegen der Erdleitung ausgerüstet sind. Neben den 4 Rillenisolatoren für die Antennen sind 4 ebensolche mit den Weiterleitungen zu den Empfängern vorgesehen, wobei mittels Schnüren und Stöpseln die Anschaltung der letzteren an die Antennen erfolgt. Die Aufstellung der Empfänger im Empfangsraum ist aus der Fig. 1 ersichtlich. Es folgen aufeinander 2 Empfängersätze für die Wellen des Küstenverkehrs, von denen der

erste den tönenden Verkehr auf der 600 m Welle aufnimmt, während der zweite als Reserve oder für besondere Aufgaben dient. Der dritte Empfänger dient für den ungedämpften Verkehr auf große Entfernungen, während der vierte auch für diese Zwecke herangezogen wird, jedoch nur bei größeren Störungen, da er größte Selektivität besitzt und schwierigere Bedienung erfordert. Die beiden ersten Empfängersätze benutzen einen Telefunken-Empfänger E 5, welcher jedoch für den benötigten kleinen Wellenbereich etwas abgeändert ist. Sämt-

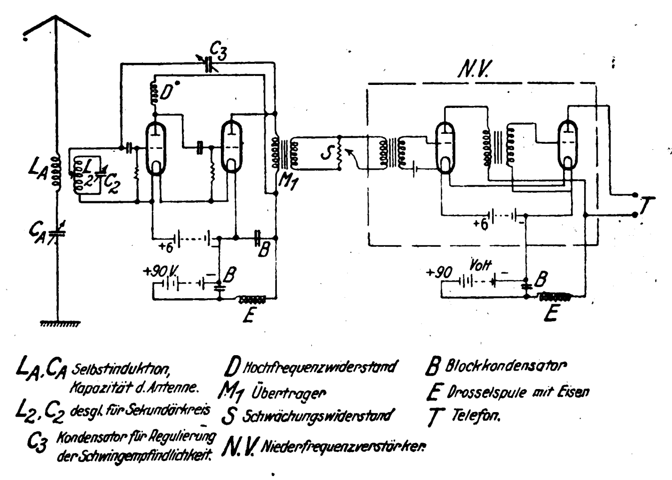


Fig. 2.

liche Blockierungsleitungen des normalen Empfängers dieser Art sind ausgebaut worden, um die statischen Kopplungen durch dieselben zu beseitigen. Die Kondensatoren sind liegend eingebaut worden, wodurch ihre Bedienung sich vereinfacht. Die Abstimmschärfe hat sich durch diese Maßnahmen erheblich gebessert. Am Sekundärkreis des Empfängers ist mittels regulierbarer Kopplung ein Zweiröhren-Hochfrequenzverstärker angeschlossen, welcher mittels eingebauten Drehkondensators zur Feineinstellung dicht vor Schwingungserzeugung gebracht werden kann. Hinter dem Hochfrequenzverstärker wird ein Zweiröhren-Niederfrequenzverstärker benutzt. Damit dieselbe Anodenbatterie für die 4 Röhren verwendet werden kann, ist im Anodenkreis der Ausgangslampe des Hochfrequenzverstärkers ein Übertrager eingebaut, dessen Primärspule dem inneren Röhrenwiderstand angepaßt ist, während seine Sekundärspule den gleichen Wechselstromwiderstand wie die Primärspule des Eingangsübertragers des Niederfrequenzverstärkers be-

sitzt. Dieser Ausgangsübertrager ist durch keinen Kondensator überbrückt, wo es sonst wohl bei Ausgangskreisen von Hochfrequenzverstärkern üblich ist. Hierdurch wird es möglich, mit Hilfe des Drehkondensators zwischen der Anode der Ausgangslampe des Verstärkers und dem Gitter der Eingangslampe auch bei kurzen Wellen den Hoch-

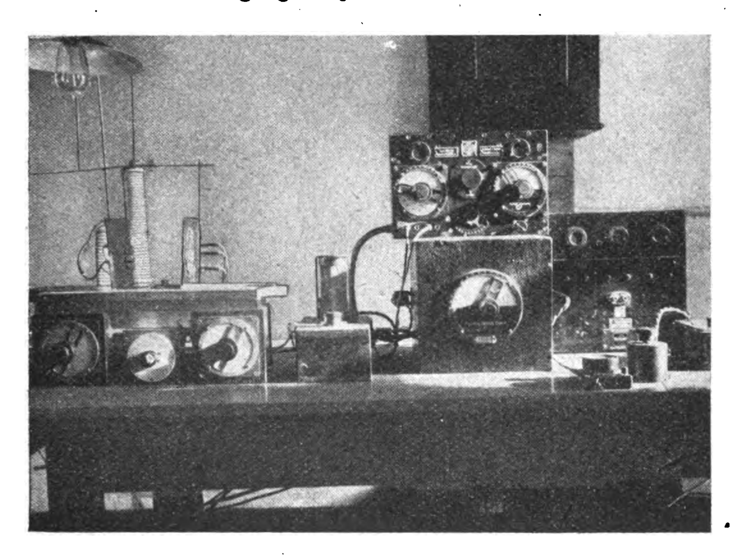


Fig. 3.

frequenzverstärker zur Schwingungserregung zu bringen. Das Gesamtschaltungsschema wird durch die Fig. 2 dargestellt, der äußere Aufbau ist aus der Fig. 1 erkennbar.

Der dritte Empfänger dient für die Aufnahme ungedämpfter Stationen im Fernverkehr. Dieser Verkehr spielt sich einstweilen auf den Wellen 2000 m bis 2400 m ab. Da der Einsatz ungedämpfter Stationen auf dem Kontinent und in England innerhalb dieses Wellenbereiches sehr dicht ist, muß die Selektivität des Empfängers recht groß sein. Außerdem ist natürlich für einen einwandfreien Verkehr zu fordern, daß die ungedämpften Sender der Schiffe mit wirklich konstanter Periode arbeiten, weil sonst die Störbefreiung auf der Empfangsseite nicht voll ausgenutzt werden kann. Der Empfänger selbst benutzt 2 Flachspulen kleiner Abmessungen von 200 Windungen aus Litzendraht, welche bei 25, 50, 100 Windungen Abzweigpunkte besitzen. Diese Spulen sind in vertikaler Stellung auf 2 Schlitten be-

festigt, welche in einem Grundbrett gegeneinander verschoben werden können (Fig. 3). Unterhalb des Grundbretts liegen die Abstimmkondensatoren für den Antennen- und Sekundärkreis. Am Sekundärkreis ist mittels dreier Leitungen das Schwingaudion angeschlossen, welches in seinem Kasten den zur Regelung der Rückkopplung dienenden kleinen Kondensator enthält. Die Lampe selbst ist in einem Metallkäfig aus Drahtgase untergebracht, wodurch statische Kopplungen und fremde Rückkopplungen, wie sie bei hohen Empfindlichkeitsgraden durch Annähern der Hand zur Regulierung des Kondensators zustande kommen, unschädlich gemacht werden können. Der Überlagerer ist mit seiner Kopplungsspule in die von der Sekundärspule zur Kathode des Rohres führende Leitung eingeschaltet. Es wird bei ganz loser Kopplung der Kreise aufgenommen, wobei die Rückkopplung so eingestellt ist, daß die in den Primärkreis einfallende Energie bereits genügt, um das Audion zum Selbstschwingen zu erregen, jedoch so, daß nach Aufhören der Zeichen diese Schwingungen wieder abklingen. Die im Ausgangskreise erzeugten Tonfrequenzen werden durch die in der Fig. 3 sichtbare elektrische Tonselektion einem dreifach Niederfrequenzverstärker zugeführt. Diese Tonselektion, welche von Telefunken gebaut ist, enthält eine Spule von hoher Selbstinduktion und geringer Dämpfung, welche mit einem Kondensator von max. 4000 cm zur Abstimmung zusammen geschaltet ist. Die Aussiebung nicht gewünschter Hörfrequenzen durch diesen Apparat ist sehr weitgehend. Durch die Verbindung desselben mit dem Aufnahmeverfahren mittels Dämpfungsreduktion im Sekundärkreis unter gleichzeitiger Überlagerung gelang es jeden Störer, welcher eine Wellenlängendifferenz von zirka 20 m aufwies bei 2000 m zu entfernen. Man erkennt in der Fig. 3 die Reihenfolge der Apparate von links nach rechts: Empfänger, Schwingaudion, Tonselektion und Überlagerer, Niederfrequenzverstärker. Zur Raumersparnis ist der Überlagerer auf die Tonselektion aufgesetzt worden. Das Schaltungsschema ist in der Fig. 4 gegeben.

Der vierte Empfänger ist ähnlich wie der dritte zusammengesetzt. Er dient dazu in besonderen Fällen, besonders bei sehr großen Entfernungen von mehreren 1000 km, die Aufnahme noch zu verbessern. Es hat sich gezeigt, daß man eine Unterdrückung von vorhandenen Luftstörungen leichter ermöglicht, wenn man die einzelnen Verstärkerröhren nicht zu sehr beansprucht, also deren Zahl zu Empfangszwecken vermehrt. So ist in der vierten Anordnung zur Verwendung von 2 dreifach Niederfrequenzverstärkern hinter dem Empfangsaudion übergegangen worden. Um diese verwenden zu können,

muß eine zweckmäßige Kopplung, welche gleichzeitig Selektivität liefert, eingeführt werden. Es gelang dieses mit Hilfe von eisenlosen Spulen von 1 Henry Größe, von denen einzelne durch parallel geschalteten Kondensator auf die zu verstärkende Frequenz abgestimmt wurden.

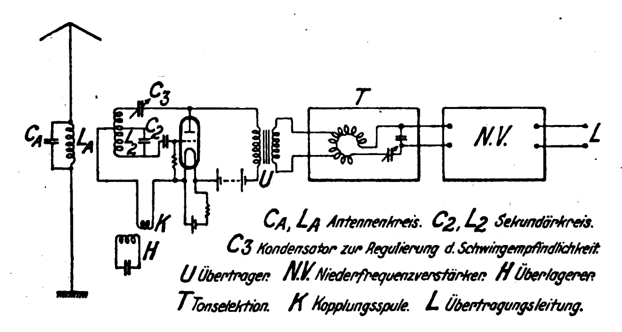


Fig. 4.

Die Kopplung der einzelnen Kreise ist sehr lose. Durch schwache Kopplung des Ausgangskreises des ersten Niederfrequenzverstärkers mit seinem Eingangskreis ist die bevorzugt durchzulassende Frequenz dicht vor das Anklingen gestellt. Der zweite Niederfrequenz-

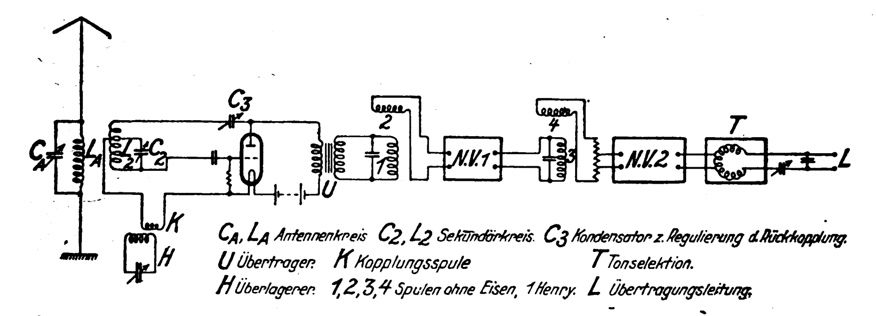


Fig. 5.

verstärker ist mittels Schwächungswiderstandes angekoppelt; hinter ihm wird die Telefunken-Tonselektion eingeschaltet. Die Unterdrückung der Luftstörungen war weitgehend; es gelang außerdem Störer von 10 m Wellenlängenunterschied zu beseitigen. Das Schaltungsschema dieser Anordnung ist in der Fig. 5 dargestellt.

Die Stromversorgung der Anlage erstreckt sich auf die Beschaffung des Heizstromes für die Verstärkerlampen, sowie des Anoden-

stromes für dieselben. Für die Batterieverteilung sind 2 Verteilungsschalttafeln vorgesehen, welche in der Fig. 6 erkennbar sind. Vorhanden sind 12 Heizbatterien, zu je 6 Volt mit 90 Amperestunden Kapazität, ferner 2 Batterien zur Lieferung der Anodenspannungen von je 80 Volt. Die Fig. 7 zeigt einen Blick in den Batterieraum. Man sieht, daß alle Batterien mit Glas- oder Porzellanfüßen isoliert aufgestellt sind. Diese Isolation und eine gut isolierte Leitungsführung ist von höchster Wichtigkeit. Es wird dadurch möglich, den Emp-

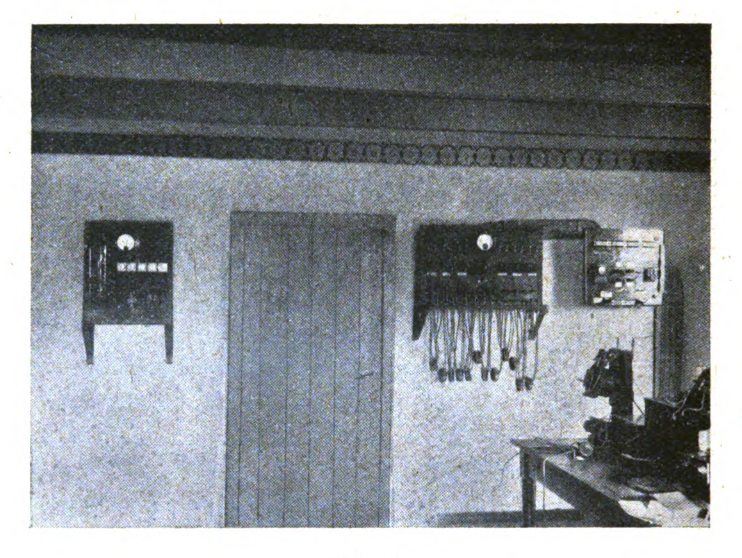


Fig. 6.

fangsraum mit dem städtischen Wechselstromnetz zu beleuchten, ohne daß in den Empfängern trotz der außerordentlich hohen Verstärkung irgendein Wechselstromton hörbar wäre. Die Lichtleitung ist dabei natürlich in Isolierrohr mit Metallmantel verlegt. In dem Schrank des Batterieraumes befinden sich die 80 Volt-Batterien. Sie bestehen aus Trockenelementen (Postelementen), welche durch Zufüllung von Salmiaklösung zeitweise aufgefrischt werden und so eine Lebensdauer von 4—5 Jahren besitzen. Zur Zufüllung der Salmiaklösung wird das Element oben angebohrt und bis zum Boden des Zinkkastens das Rohr eines Glastrichters eingeschoben. Nun wird Lösung nachgefüllt und darauf geachtet, daß die oberen Entgasungsschichten nicht benetzt werden. Zur Nachfüllung genügen pro Element 40—60 ccm der Lösung.

Die Heizbatterien liegen an einer Lade- und Verteilungsschalttafel, die in der Fig. 6 rechts neben der Tür zu sehen ist. Von dieser führen die Abgangsleitungen zu einer kleineren Nebenschalttafel (in der Figur rechts von der ersteren) wo die Kombination mit einer der beiden Anodenbatterien vollzogen wird, und ein Anlegen der zusammengeschalteten Batterien an die einzelnen Arbeitsplätze erfolgt. Vor jeder Buchse an den Arbeitsplätzen für die Stecker der Verstärker und des Audions liegt ein Drosselsatz, bei welchem auf jeder

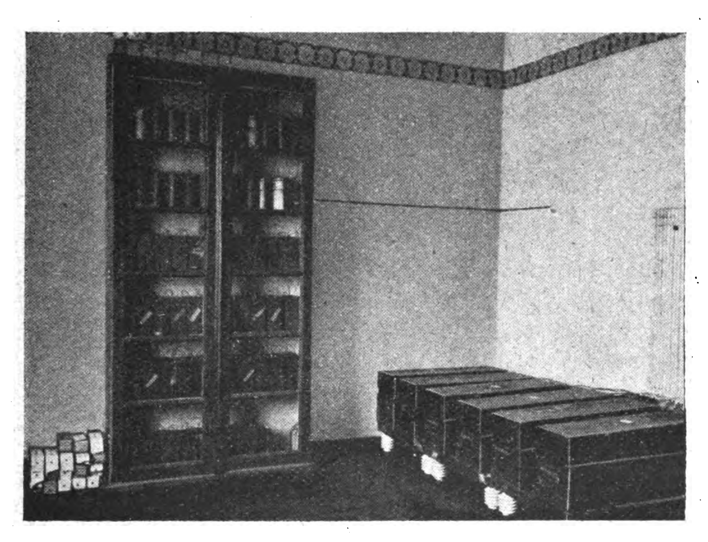


Fig. 7.

Seite der Drossel ein Kondensator zur Überbrückung der Zuleitungen eingeschaltet ist. — Zur Ladung der Heizbatterien dient ein Drehstrom-Gleichstromumformer, mit einem Drehstrommotor von 1,8 kW-Leistung und einer Gleichstrommaschine, die bei 50 Volt 28 Ampere liefert.

Zur Übertragung der aufgenommenen Zeichen zur Hauptfunkstelle Norddeich sind 6 Kabeldoppeladern aus dem Fernsprechkabel des Ortsfernsprechnetzes Norden vorgesehen, welche direkt nach der Station durchgeführt sind. Im Empfängerraum erfolgt der Anschluß an die Dreifachverstärker unter Zwischenschaltung eines Ringübertragers mit 2 Wicklungen von 20 Ohm Gleichstromwiderstand. Hierdurch wird das Kabel vollständig von Batterien abgeschlossen und eine strenge Symmetrie bezüglich der Kabeladern gewahrt. In der

Hauptfunkstelle ist der Fernhörer am Arbeitsplatze des aufnehmenden Beamten unmittelbar an die Kabelader angeschlossen. Durch diese Schaltung ist jede Induktion aus den Nachbaradern und aus den Adern des Fernsprechnetzes sicher vermieden. Es ist weder ein Übersprechen beobachtet worden, noch ein Mithören der aufgenommenen Zeichen an irgendeiner anderen Stelle des Fernsprechnetzes. Zum Mithören in der Empfangsanlage zu Zwecken der Einstellung oder Regulierung ist hinter dem Dreifachverstärker ein Übertrager eingebaut, welcher genügend Energie an den Sekundärklemmen, an denen der örtliche Hörer liegt, erzeugt, während der Hauptteil der Energie durch den Ringübertrager in die Übertragungsleitung gelangt.

In dem Endempfangsraum der Hauptfunkstelle befindet sich am Arbeitsplatz des aufnehmenden Beamten gleichzeitig die Taste für die Sender, sowie die Anlaßschalter für die Maschinen, welche sämtlich automatisch anlaufen und eingestellt werden.

Damit ist ein gleichzeitiges Senden mit allen Sendern möglich während zugleich empfangen wird. Eine gewisse Schwierigkeit bietet noch der gleichzeitige Empfang gedämpfter Wellen in der Nähe der 600 m Sendewelle. Diese Schwierigkeit wird vermutlich in nächster Zeit durch weitere Anordnungen behoben werden können. Der Empfang in der neuen Anlage entspricht den höchsten Erwartungen. Während am Tage die Aufnahme der tönenden Schiffsstationen mit 250 Watt Sendeenergie bis weit in den atlantischen Ozean gelingt, ist es des Nachts sogar möglich, diese tönenden Stationen aus dem Mittelmeer einwandfrei aufzunehmen. Ähnlich verhält es sich mit dem Empfang ungedämpfter Sender. Dieser gelingt bei Tage oftmals auf 2000 km bei einer Senderstärke von 1 kW, während nachts auf der Welle 2100 m eine Entfernung von 6000—7000 km überbrückt wird. Es ist beabsichtigt, die Empfangsanlage durch Hinzunahme von Richtantennen noch zu erweitern. Da es wünschenswert ist, daß in dem allgemeinen Empfangsraum auch Richtempfänger zur Verfügung stehen, um die Störungsfreiheit noch zu erhöhen, wird in kurzer Zeit ein Goniometer eingebaut werden. Es soll versucht werden die Beeinflussung durch die anderen vorhandenen Antennen hierbei völlig zu vermeiden.

Referate.

Hans Rukop und **Isolde Hausser**, Die Schwingungserzeugung durch Rückkopplung vermittels der Anoden-Gitterkapazität bei der Hochvakuumeingitterröhre. Zeitschrift für technische Physik 1923, **3**, S. 101—116, mit 18 Figuren.

Die als Kühnsche Schaltung bekannte Anordnung zur Schwingungserzeugung mittels einer Eingitterröhre, bei welcher sowohl zwischen Anode und Kathode als auch zwischen Gitter und Kathode je ein schwingungsfähiger Kreis liegt, welche zwei Kreise miteinander nicht induktiv gekoppelt sind, wird theoretisch auf ihre Fähigkeit untersucht, ungedämpfte Schwingungen zu erzeugen. Die Frage wird als Rückkopplungsproblem behandelt auf Grund der folgenden Definition des physikalischen Begriffes der „Rückkopplung". „Die Rückkopplung bei einer Eingitterröhre besteht darin, daß die Gitterspannung zu einer von der Anodenspannung (bzw. dem Anodenstrom) Abhängigen gemacht wird." Das rückkoppelnde Glied ist hier die Anoden-Gitterkapazität, welche in dem der Berechnung zugrunde gelegten Ersatzschema Fig. 1, als C_3 eingezeichnet ist. Die Berechnung

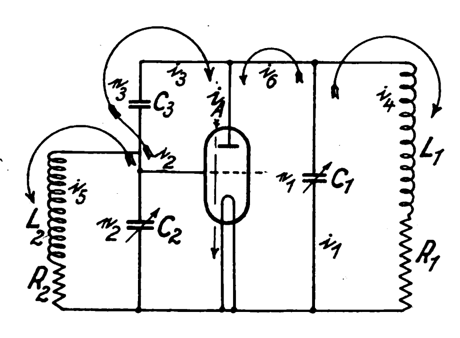


Fig. 1.

ist durchgeführt unter der Annahme: Gitterstrom gleich Null. Für die Anodenwechselspannung $\mathfrak{v}_1$ und die Gitterwechselspannung $\mathfrak{v}_2$ ergeben sich zwei homogene Differentialgleichungen zweiter Ordnung, die den bekannten Gleichungen des zwei Kreise enthaltenden gekoppelten Systems von M. Wien analog sind. Die Auflösung gibt in bekannter Weise zwei Eigenfrequenzen und zwei eindeutig zugeordnete Dekremente für $\mathfrak{v}_1$ wie für $\mathfrak{v}_2$.

Zur Einleitung der Diskussion wird das System dahin vereinfacht,

daß die Röhre als nichtleitend eingesetzt wird. Unter Annahme bestimmter Werte für die Kreisdaten werden die hier auftretenden Frequenzen und Dekremente berechnet und in quadratischem Maßstab abhängig von der Gitterkreiskapazität dargestellt. Es ergeben sich für Wellenlängen und Dekremente Hyperbelscharen mit der Kopplungskapazität als Parameter. Durch Hinzufügen der Röhrenfunktion bleibt

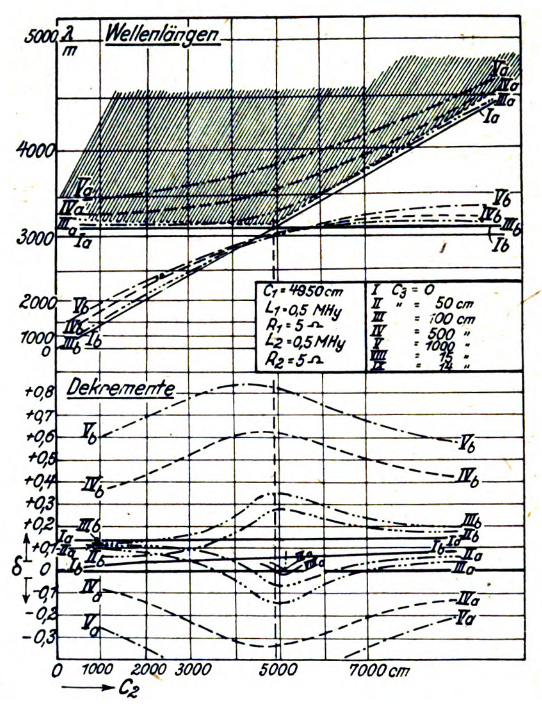


Fig. 2.

das Frequenzenbild fast ungeändert, jedoch tritt eine außerordentliche Änderung der Dekremente ein. Es zeigt sich, daß die zu der kleineren der beiden koordinierten Wellenlängen gehörige Dämpfung verstärkt, dagegen die der größeren geschwächt wird. In bestimmten Bereichen werden die Dekremente der größeren Kopplungswellen negativ und nur in diesem Bereich tritt Selbsterregung der betreffenden Welle ein. Dies ist unter Annahme bestimmter Zahlenwerte in Fig. 2 dargestellt. Das selbsterregende Gebiet ist schraffiert.

Die im Verstärkerbau interessierende Frage, ob die zu ver-

meidende Selbsterregung eintritt wenn der Anodenkreis die kleinere Eigenwelle hat als der Gitterkreis oder umgekehrt, ist ebenfalls durch Fig. 2 beantwortet. Rechts von der gestrichelten Abszisse hat der Gitterkreis größere, links kleinere Eigenwelle als der Anodenkreis. Es tritt also im allgemeinen nach beiden Seiten von der Abstimmung Selbsterregung auf. Im dargestellten Fall ist das selbsterregende Gebiet rechts von der Abstimmung das bevorzugte. Bei Kurve IXa tritt sogar nur rechts Selbsterregung ein. Ändert man jedoch c. p. die Widerstände der Kreise und der Röhre, so kann gerade der umgekehrte Fall der Bevorzugung eintreten. Zur Anwendung auf den Sender wird dann der Fall $\delta = 0$ (stationäre Schwingungen) näher untersucht, für welchen nach einer früheren Arbeit[1]) die Bedingungsgleichung gilt

$$k = -\frac{Q}{\Re} - \alpha$$

worin Q die Charakteristikkonstante und α den Durchgriff der Röhre $\left[i_A = \frac{1}{Q}(v_G + \alpha v_A)\right]$, ferner k die Rückkopplungskonstante und $\Re$ den äußeren Widerstand bedeutet. Es wird für bestimmte angenommene Werte der elektrischen Größen gezeigt, daß mit Vergrößerung der Gitterkreiskapazität bald nach dem Einsetzpunkt der Schwingungen die Impedanz des Anodenkreises rasch abnimmt und gleichzeitig stark komplex wird. Zugleich tritt eine starke Abweichung der Phasendifferenz zwischen Anoden- und Gitterspannung von 180^0 auf, während die Rückkopplung stark ansteigt. Bei experimenteller Untersuchung fällt ein starker Unterschied zwischen dem Arbeiten in der Nähe des Einsetzpunktes und dem in der Nähe des Aussetzpunktes auf, bei welch letzterem sehr unangenehme Erscheinungen wie Überspannungen am Gitter und Überhitzung der Anode auftreten. Ein Grund hierfür liegt in dem starken Sinken des äußeren Widerstandes bei größeren Gitterkreiskapazitäten C_2. Daß diese Impedanzabnahme keine Röhrenerscheinung sondern eine Eigenschaft des gekoppelten Systems an sich ist, wird eigens nachgewiesen. Sie läßt sich durch Verkleinerung des Ohmschen Widerstandes R_2 des Gitterkreises einschränken, ändert sich wesentlich aber erst wenn dieser sich dem Betrag Null nähert. Verkleinerung von R_2 verbessert außerdem den Phasenwinkel der Kopplung und rückt die Aussetzstelle zu immer größeren C_2. Bei $R_2 = 0$

1) Vgl. H. Rukop, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 14, S. 136, 1919.

würde der Aussetzpunkt ins Unendliche fallen, d. h. die Schwingungen könnten überhaupt nicht mehr abreißen.

Da in Praxi die Schwingbereiche meist in der Nähe der Abstimmung zwischen Gitterkreis und Anodenkreis gefunden werden, wird häufig von Resonanzerscheinung gesprochen. Vom Standpunkt der theoretischen Erklärung ist dieser Ausdruck unberechtigt. Es lassen sich leicht die elektrischen Größen so angeben, daß Selbsterregung nur eintritt wenn der Gitterkreis um mehr als eine Oktave gegen den Anodenkreis verstimmt ist.

Zum Schluß wird noch eine Methode angegeben, die Rückkopplungskapazität C_3 im Betrieb mit Hilfe von Zusatzkapazität, durch Extrapolation zu bestimmen. Wilhelm Fischer.

Friedrich Herath, Meteorologie und Wellentelegraphie. Zeitschr. f. technische Physik **3**, S. 116—127, 1923, mit 8 Figuren.

Luftelektrische Störungszeichen und Lautstärkeschwankungen hängen nicht nur mit den bodenmeteorologischen Elementen an der Sende- und Empfangsstelle, sondern vor allem mit den physikalischen Verhältnissen der freien Atmosphäre zusammen. Unsere Breiten bilden den Kampfplatz der polaren kalten mit den warmen äquatorialen Luftmassen. Erhält die zunächst geradlinig gedachte Grenze zwischen beiden, Polarfront genannt, eine durch klimatische Verschiedenheit benachbarter Punkte verursachte Einbuchtung, so pflanzt sich diese Welle längs der Polarfront mit zunächst zunehmender Ausdehnung und Geschwindigkeit fort und bildet so die allgemein bekannten Hoch- und Tiefdruckgebiete. Solche Zyklone treten familienweise auf, meist in vier Gliedern verschiedenen Entwicklungsstadiums; der Vorüberzug solcher Zyklonenfamilien folgt periodisch, auf der nördlichen Halbkugel mit einem durchschnittlichen Abstand von $5^1/_2$ Tagen. Die Hauptbewegungsrichtung ist in unseren Gebieten von West nach Ost. Fig. 1 ist als örtlicher oder zeitlicher Vertikalschnitt in der Ebene der Polarfront aufzufassen; die Zeitskala läuft dann auf der Abszisse von rechts nach links. Die W-Gebiete sind die nach Norden vorgeschobenen Zyklone (Tiefdruckgebiete) zwischen die sich die mehrfach gestaffelten Kältezungen K nach Süden schieben. Längs der Aufgleitflächen A schiebt sich in geringer Steigung (im Mittel 1 : 100) die warme Luft über die Hochdruckzunge nach oben und erzeugt durch Kondensation ruhige Wolkendecken und „Landregen“. Die steilen rascher von West nach Ost vordrängenden Einbruchsflächen E pressen die Warmluftmassen heftig nach oben, erzeugen Böenregen und heben allmählich

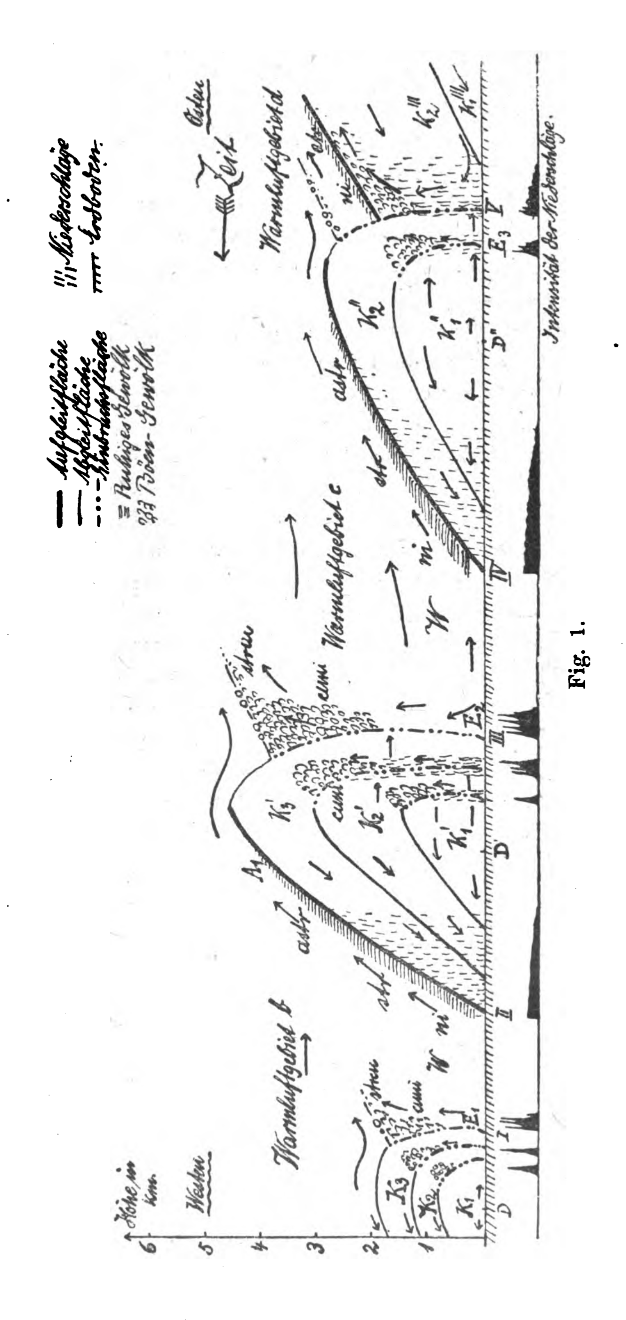

Aufgleitfläche
Abgleitfläche
Einbruchsfläche
Ruhiges Gewölk
Böen-Gewölk
Niederschläge
Erdboden
Zeit
Osten
Westen
Höhe in km
Warmluftgebiet b
Warmluftgebiet c
Warmluftgebiet d
Intensität der Niederschläge

Fig. 1.

das Warmluftgebiet (vgl. Gebiet *d* in Fig. 1) ganz vom Erdboden ab, indem sie auf die nächste Aufgleitfläche vorstoßen („Altern“ der Zyklone).

Um über die luftelektrischen Verhältnisse in der freien Atmosphäre Aufschluß zu erhalten, wurden mit Drachen, deren Fesselseil aus Tiegelgußstahldraht über ein empfindliches Zeigergalvanometer geerdet war und die so als Sonden wirkten, regelmäßig Strommessungen gemacht. Erfolgt der Drachenaufstieg in einer einheitlichen Luftmasse, so findet man gleichmäßige Zunahme des Stromes mit der Höhe. Kommt der Drachen an eine Gleitfläche verschiedener Luftmassen, so treten sprunghafte Stromschwankungen auf, die erst wieder aufhören, wenn das Inversionsgebiet durchstoßen ist. Gleichzeitig mit solchen Stromschwankungen sind in einem zum Galvanometer in Reihe geschalteten Telephon sowie in dem Hörer der Empfangsantennen die bekannten Knack- und Raschelgeräusche hörbar. Fig. 2 zeigt eine stark schematisierte Darstellung der Linien gleichen Stromes oder mit gewisser Annäherung der Äquipotentiallinien für den in Fig. 1 dargestellten Witterungscharakter. Die an Aufgleit- und Einbruchsflächen auftretenden hohen Werte des Potentialgefälles haben elektrostatische Ausgleichsvorgänge zur Folge, die ihrerseits elektromagnetische Fernwirkung besitzen und als die eigentlichen Störungsherde anzusehen sind. Die luftelektrischen Empfangsstörungen werden im folgenden einzeln besprochen.

1. Kurze, markante Schläge bzw. Knackgeräusche sind auf nahe oder mäßig entfernte Blitzentladungen zurückzuführen. Sie sind richtungsempfindlich, beeinträchtigen aber den Empfang verhältnismäßig wenig. Für gerichteten Amerikaempfang in Deutschland ergibt sich mit Berücksichtigung der Karte der Gewitterhäufigkeit als günstigste Empfangsgegend der nördliche Teil Schleswig-Holsteins.

2. Lautes Brodeln entsteht durch hochgeladene Niederschläge (Böenregen, Hagel, Graupeln oder Schnee) in unmittelbarer Umgebung der Antenne.

3. Beständiges Zischen, in unseren Breiten nur bei sehr hochreichenden Luftleitern (Drachen, Bergstationen) wahrzunehmen, entsteht durch Glimmentladung bei tiefziehendem stark geladenem Gewölk.

4. Die häufigste Störung durch Raschelgeräusche wird durch elektrische Ausgleichsvorgänge hervorgerufen, welche sich an Aufgleit- und Einbruchsflächen abspielen, am stärksten dann, wenn derartige Schichtungen direkt über dem Empfangsleiter in der freien Atmosphäre vorhanden sind. Derartige Schichtungen und Konvektions-

strömungen können auch bei wolkenlosem Himmel durch starke Sonneneinstrahlung entstehen. Kontinentale und Tropenstationen sind dieser Art von Störungen stärker ausgesetzt als Küstenstationen.

An Hand statistischen Materials wird mit Hilfe der entsprechenden Wetterkarten gezeigt, daß Unstetigkeitsflächen in der Atmosphäre die

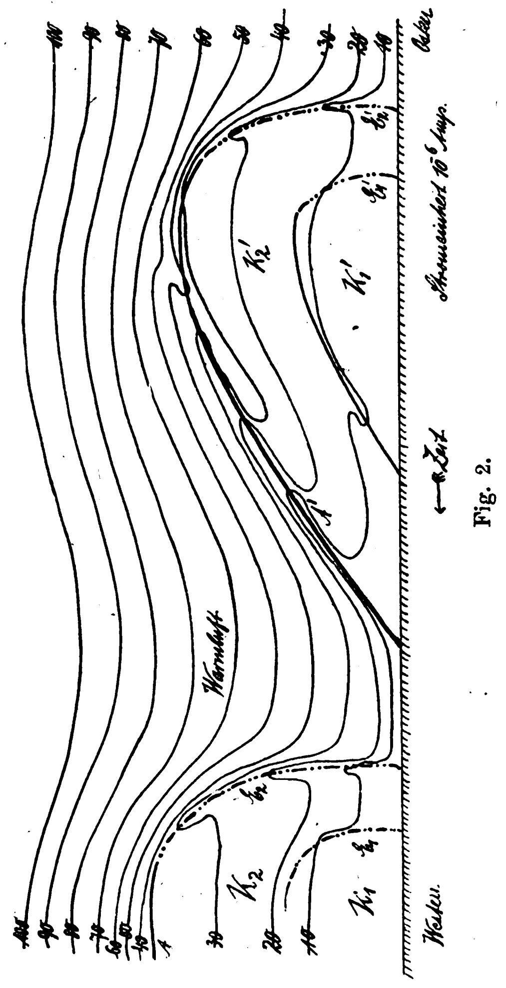


Fig. 2.

Reichweite der Funksender beeinflussen. Sie vermindern die Lautstärke, wenn sie zwischen Sender und Empfänger liegen und scheinen die aufgenommene Energie zu vermehren, sofern sie über dem Sender verlaufen, jedoch so, daß sie nicht den Boden zwischen Sender und Empfänger schneiden.

Wilhelm Fischer.

H. J. Behner, „Funktelegraphische Einrichtungen auf Schiffen". Telefunkenzeitung Nr. 31 vom Juni 23.

Es werden die modernen Einrichtungen der Funkstationen auf deutschen Schiffen unter besonderer Berücksichtigung der Raum- und Antennenanordnungen besprochen.

Es wird davon ausgegangen, daß die Ton-Funksender in ihrer heutigen vollendeten Ausgestaltung für Schiffe, insbesondere für Frachtschiffe, infolge ihrer Zuverlässigkeit und verhältnismäßigen Einfachheit und Betriebssicherheit noch immer das bestgeeignete drahtlose Verkehrsmittel sind, und auf das Internationale Verzeichnis der Funktelegraphenstationen hingewiesen, wonach die große Mehrzahl aller Schiffsfunkstellen nach dem Prinzip der Tonfunken errichtet sind.

Die gegenwärtige Zahl der Bordfunkstellen der seefahrenden Länder wird nach den Listen des Berner Büros des Welttelegraphenvereins mit mehr als 14 000 angegeben. Ihre Zahl hat sich also seit 1914 mehr als verdreifacht, während die Zahl der Küstenfunkstellen nur eine geringe Vermehrung erfahren hat. Die Zahl der deutschen Bordfunkstellen beträgt gegenwärtig etwa 550, hiervon sind etwa 98 % nach dem System Telefunken gebaut und von der Deutschen Betriebsgesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Debeg, geliefert und eingebaut und zum größten Teil auch verwaltet oder betrieben.

Der Aufsatz beschäftigt sich weiter mit der allgemein üblichen Form der Schiffsantennen, der Abweichungen für Röhrensender und für Schlepper und ähnliche Fahrzeuge, die nur 1 oder 2 nahe zusammenstehende Masten haben, und gibt Ausführungsformen bildlich wieder.

Es werden ferner die Raumanordnungen der Schiffsfunkstellen beschrieben und bebildert. In Betracht kommen Räume für Frachtdampfer mit einem kleinsten Funkraum von 4 qm Bodenfläche, Funk- und Wohnraum auf kleinen Passagierdampfern mit einer Bodenfläche von etwa 12 qm, und Raumanordnungen für größere Passagierdampfer mit Vorraum für Passagiere, Funkraum und anschließenden Räumen für die 3 Funkbeamten; ferner Raumanordnung für große Passagierdampfer mit Vorraum für Passagiere, Büro für den annehmenden Funkbeamten, Funkraum und anschließenden Wohnräumen für die Funkbeamten.

Neben den Funksendern sind auf den größeren Passagierdampfern von der Debeg 1 kW-Röhrensender zum Teil mit Telephoniezusatz angeführt. Diese sind zurzeit „Cap Polonio", „Cap Norte", „Antonio

Delfino", „Hansa", „München", „Albert Ballin" und „Sierra Ventana". Es folgen demnächst „Deutschland", „Columbus" und „Stuttgart".

Zum Schluß geht der Verfasser kurz auf die drahtlose Telephonie ein, die wegen der geringeren Reichweite gegenüber der Telegraphie und der geringeren Übertragungsgeschwindigkeit, sowie der Schwierigkeit der Verständigung gegenüber der Telegraphie nur für einen Sonderfall Verwendung finden kann.

Zeitschriftenschau.

Von **Wilhelm Fischer.**

Ettenreich, Die Entwicklung der Hochfrequenztechnik und der drahtlosen Telegraphie in den letzten zehn Jahren. Elektrotechnik und Maschinenbau 1923. Heft 14. S. 211—215.

Ein sehr allgemein gehaltener historischer Überblick.

Richard Gans, Magnetisches Material für Hochfrequenzfelder. Physikal. Zeitschr. XXIV, Nr. 11, S. 232—235, 1923.

Auf Grund von Messungen über das magnetische Verhalten von in Paraffin eingebettetem Eisenpulver in Hochfrequenzfeldern durch R. G. Loyarte wird eine „makro-molekulare" Theorie anfgestellt, welche ergibt, daß ein Eisenpulverkern entsprechend seiner Permeabilität μ' die Selbstinduktion einer Spule vergrößert und infolge der Wirbelströme im Pulver den Spulenwiderstand R um R' vergrößert, wobei μ' nur von der Raumerfüllung der Eisenteilchen, nicht von der magnetischen Qualität des Eisens abhängt und R' der „magnetischen Leitfähigkeit" des Eisen-Paraffin-Gemisches, oder cet. par. dem Quadrat der Schwingungszahl und der ersten Potenz der elektrischen Leitfähigkeit des Eisens proportional ist. μ' hat den Wert 2,5 bis 3.

A. Goetz, Sekundäre Elektronenemission in Glühkathodenröhren. Physikal. Zeitschr. XXIV. Nr. 2, S. 35—48 und Nr. 3, S. 53—63. 1923. Mit 31 Figuren. (Vergl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. 22, Heft 1, S. 38.)

W. Hahnemann und **H. Hecht,** Zur experimentellen Untersuchung von Telephonen. Ann. d. Physik Bd. 70, Nr. 4, S. 283—290. 1923. Mit 4 Figuren.

Zur Bestimmung des mechanisch-elektrischen und des akustisch-mechanischen Wirkungsgrades von Telephonen werden Leistungsresonanzkurven aufgenommen, bei welchen das Telephon einmal am menschlichen Ohr anliegt, das andere Mal an einem „harten Ohr", d. h. an einem keine Energie verzehrenden, aus einem Metallklotz herausgebohrten, dem menschlichen Gehörgang nachgebildeten Hohlraum. Als Beispiel dient ein neues von der Signal-Gesellschaft m. b. H., Kiel entwickeltes Tontelephon, welches einen totalen akustischen Wirkungsgrad von 0,57 besitzt.

Friedrich Herath, Meteorologie und Wellentelegraphie. Zeitschr. f. techn. Physik. 1923. Nr. 3, S. 116—127. Mit 8 Figuren. (Referat: Jahrb. d. drahtl. Telegr. 22, Heft 4, S. 182.)

K. Krüger, Mechanische Schwingungssysteme mit Stoßanregung. Ann. d. Physik Bd. 70, Heft 4, S. 291—302. 1923. Mit 10 Figuren.

Rechnerisch und experimentell wird der Einfluß der Phasenverschiebung zwischen der Schwingung und anregenden Kraft auf Amplitude und Schwingungszahl sich selbst steuernder mechanischer Systeme untersucht. Für schwache und starke Dämpfung werden verschiedene Wege der Rechnung eingeschlagen. Die Amplitude der stationären Schwingung ist ein Maximum für $\varphi = \frac{\pi}{2}$, d. h. rechtzeitigen Stoß. Verfrühung und Verspätung haben qualitativ dieselbe verkleinernde Wirkung. Die Schwingungszahl wächst mit zunehmender Verfrühung, nimmt ab mit wachsender Verspätung.

V. S. Kulebakin, Störende Wirkungen des elektrischen Zündsystems der Explosionsmotoren auf den Radio-Empfang bei Flugzeugen. E. T. Z. 1923. Heft 23, S. 537—541. Mit 26 Figuren.

Nach eingehender Darstellung der elektrischen Vorgänge im Zündsystem von Flugzeugmotoren wird an der Hand zahlreicher Oszillogramme nachgewiesen, daß die störende Wirkung auf den benachbart aufgestellten Radioempfänger von den Hochspannungsleitungen der Zündkerzen durch direkte Induktion und von dem Zündfunken durch Ausstrahlung kurzer elektromagnetischer Wellen von $2 \div 40$ m Länge im Takte des Funkens herrührt. Die Abhängigkeit der Störung von der Entfernung zwischen Motor und Empfänger, von der Länge des Zündfunkens und von der Länge der Hochspannungsleitungen wird untersucht. Zum Schluß wird von Erfolgen mit einem neuen Schutzverfahren gegen diese Störungen berichtet.

Otto Laporte, Zur Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen auf der Erdkugel. Ann. d. Physik Bd. 70, Heft 8, S. 595—616. 1923. Mit 3 Figuren.

Es wird gezeigt, daß die beiden allgemeinen Lösungen des Problems, nämlich die in Form einer Kugelfunktionenreihe und die von March angegebene in Form eines bestimmten Integrals mit der angestrebten Genauigkeit äquivalent sind. Für unendlich großen Erdradius gehen beide in die Sommerfeldschen Formeln der ebenen Wellenausbreitung über. Für kleine Entfernungen vom Sender ergibt die Diskussion die von March aufgestellte Formel ohne exponentielle Dämpfung. Für größere Entfernungen wird für das Potential ein exponentiell stark gedämpfter Ausdruck erhalten, der ein Korrektionsglied zur Berücksichtigung der endlichen Leitfähigkeit der Erde enthält. Dieser Ausdruck zeigt, daß in größerer Entfernung vom Sender die ausgestrahlten Wellen den Charakter reiner Oberflächenwellen haben und als solche die Erdkrümmung überwinden.

W. Lutz, Saitenelektrometer neuer Form. Physikal. Zeitschr. XXIV, Nr. 8, S. 166—170. 1923. Mit 2 Figuren.

Für das bekannte Saitenelektrometer wird eine Reihe Verbesserungen der Fadenaufhängung, des Temperaturausgleichs usw. angegeben und die dadurch bedingte neue Form des Instrumentes beschrieben. Die bekannten Schaltmöglichkeiten werden unter Angabe der jeweiligen Empfindlichkeit besprochen.

Erich Marx, Experimentaluntersuchung über die Glimmlichtverstärkerröhre. Ann. d. Physik, Bd. 70, Nr. 4, S. 257—282. 1923. Mit 12 Figuren. (Vergl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. 21, S. 416.)

E. Marx und **A. Karolus,** Messung der Kapazität dünndrähtiger Spulen von hoher Windungszahl und die Abhängigkeit des Faktors der Thomsonschen Gleichung von der Größe der Zusatzkapazität. Physikal. Zeitschr. XXIV, Nr. 3, S. 67—70. 1923. Mit 2 Figuren. (Vergl. Referat im Jahrb. der drahtl. Telegr. 21, S. 422.)

E. Mauz, Demonstrationsversuch über die magnetische und elektrische Ablenkung von Kathodenstrahlen. Physikal. Zeitschr. XXIV, Nr. 3, S. 70—71. 1923. Mit 1 Tafel.

Um zu zeigen, daß die Empfindlichkeit einer Braunschen Röhre bei magnetischer Ablenkung umgekehrt proportional der Geschwindigkeit v eines Kathodenstrahlteilchens, bei elektrischer Ablenkung umgekehrt proportional dem Quadrat von v ist, wird das magnetische Feld durch Nieder- oder Mittelfrequenz und gleichzeitig das elektrische durch Hochfrequenz erregt und dadurch auf dem Schirm ein schraffiertes Rechteck erzeugt. Veränderung des Vakuums verändert das Verhältnis der Rechteckseiten.

Ulfilas Meyer, Verlustmessungen an Kondensatoren. Zeitschrift für Fernmeldetechnik 4, Heft 1, S. 1—3. 1923. Mit 1 Figur und 5 Zahlentafeln.

Es wird an Hand von Zahlentafeln nachgewiesen, daß die zu technischen Messungen der Ableitung als Normalkondensatoren allgemein verwendeten Glimmerstufenkondensatoren und technischen Drehkondensatoren hinsichtlich der Konstanz ihrer Eigenableitung den nötigen Ansprüchen an Genauigkeit nicht genügen.

G. du Prel, Über Verstärkung von photoelektrischen und Ionisationsströmen mittels der Elektronenröhre. Ann. d. Physik Bd. 70, Nr. 3, S. 199—224. 1923. Mit 5 Figuren. (Vergl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. 21, S. 421.)

Clemens Schaefer und **Josef Merzkirch,** Experimentelle Untersuchungen über die Beugung ungedämpfter elektrischer Wellen an dielektrischen Zylindern und über die Eigenschwingungen dielektrischer Zylinder. Zeitschrift f. Physik 13, S. 166, 1923. (Vgl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. 21, S. 423.)

L. Pungs, Die Steuerung von Hochfrequenzströmen durch Eisendrosseln mit überlagerter Magnetisierung. E. T. Z. 1923, Heft 4, S. 78—81. Mit 8 Figuren. (Bericht folgt.)

W. Schottky, Über kalte und warme Elektronenentladungen. Zeitschr. f. Physik 14, S. 63—106. 1923. Mit 14 Figuren.

Die Richardsonsche Vorstellung über die Austrittsarbeit von Elektronen an der Oberfläche von Metallen führt den Verfasser zur bildlichen Darstellung dieses Problems durch einen ebenen, mit elastischen Kugeln gefüllten Napf, dessen Rand die Austrittsarbeit charakterisiert. Die „Randform", d. h. der Potentialverlauf an der Oberfläche wird diskutiert. Als Maximalwert für die Oberflächenfeldstärke beim Durchgang eines Elektrons vom Metallinneren nach außen ergibt sich die Größenordnung 10^8 bis 10^9 Volt pro cm. Wirkt diesen „inneren" Kräften ein starkes äußeres Feld entgegen, dessen Stärke in die Größenordnung der maximalen Oberflächenfeldstärke kommt, so tritt „kalte Elektronenentladung" ein, d. h. die natürliche Austrittsarbeit wird von außen überwunden. Neuere Versuche von F. Rother und G. Hoffmann scheinen dem Charakter nach eine Be-

stätigung der Theorie zu bringen. Die Theorie wird angewandt auf die Vorgänge bei Kristalldetektoren, d. h. auf den Elektronenübergang zwischen zwei Leiteroberflächen in atomarer Entfernung. In der erwähnten Bildsprache bedeutet die von außen aufgedrückte Spannungsdifferenz der Kontakte einen Niveauunterschied der Napfböden. Die Superposition der bei beiden verschiedenen Randfunktionen läßt Schlüsse über die Wirkungsweise der Kristalldetektoren zu, welche mit Messungen von Huizinga (Physikal. Zeitschr. 21, S. 91—97. 1920) übereinstimmen. Es wird aus den gemachten Annahmen weiter abgeleitet, daß bei Spannungen von der Größenordnung 1 Volt der Übergang von vollständiger Nichtleitung zu vollständiger Leitung zweier einander genäherter Leiteroberflächen auf unmeßbar kurze Distanzen ($\sim 10^{-8}$ cm) erfolgt, was mit Beobachtungen von H. Rohmann (Physikal. Zeitschr. 21, S. 417—423, 699—703. 1920) übereinstimmt. Daraus wird eine Theorie der Mikrophonwirkung abgeleitet, die auch den Vorzug des schlechten Leiters (Kohle) gegenüber guten Leitern erklärt. Der Unterschied zwischen Detektor- und Mikrophonwirkung wird genauer besprochen und die Existenz einer atomaren nichtleitenden Schicht als Vorbedingung für Detektorwirkung angenommen. Endlich werden die Voraussetzungen der Theorie einer kritischen Betrachtung vom Standpunkt der neueren atom- und quantentheoretischen Erkenntnisse unterzogen.

H. Thurn, Das Telegraphengeheimnis in der deutschen Funkentelegraphie. E. T. Z. 1923, Heft 22, S. 522—523.

Nach Angabe der reichsgesetzlichen und internationalen Verpflichtungen der Reichstelegraphenverwaltung zur Wahrung des Telegraphengeheimnisses werden die technischen und organisatorischen Mittel erörtert, die bei der Funkentelegraphie Geheimhaltung ermöglichen und daraus die Rechtfertigung für das Verbot des privaten Radioempfanges abgeleitet. Die Zulassung von Empfangsapparaten für kleine Wellen (etwa 200 m) steht zurzeit zur Erwägung.

B. Wwedensky und **K. Theodortschik,** Über die anomale magnetische Anfangspermeabilität in Ni und Stahldrähten in Wechselfeldern hoher Frequenz. Physikal. Zeitschr. XXIV, Nr. 10, S. 216—217. 1923. Mit 1 Figur und 2 Tabellen.

Im Anschluß an einen früheren Bericht über dieselben Versuche bei Eisendrähten (Ann. d. Physik Bd. 68, S. 463. 1922) werden die Ergebnisse der Untersuchung von Nickel- und Stahldrähten im Wellenbereich 54 bis 500 m kurz mitgeteilt.

Kurze Mitteilungen.

(Mitteilungen aus dem Leserkreis erbeten.)

Die Radiotechnik auf der Leipziger Herbstmesse 1923. Die diesjährige Herbstmesse stand von vornherein unter keinen allzugünstigen Auspizien. Abgesehen von der schwierigen wirtschaftlichen Lage, in welche zahlreiche deutsche Betriebe nicht zuletzt durch die Steuermaßnahmen der jüngsten Zeit geraten sind, üben naturgemäß die hohen Lohn- und Materialpreise einen erheblichen Einfluß aus, welche auf manchem Gebiet bereits

Preise ergeben haben, die über dem Weltmarktspreis liegen. Selbstverständlich ist bei diesen Produkten die Qualitatsgüte wesentlich in Betracht zu ziehen, da die Anforderungen an die Ware auch auf dem Gebiete der Radiotechnik wesentlich gestiegen sind. Immerhin gibt es heute infolge der besseren Arbeitseinteilung, Spezialfabrikation, niedrigeren Löhne, nationalen Zollabgaben, günstigeren Handelsverträge usw. bereits eine ganze Reihe von Ländern, in denen Erzeugnisse der Radiotechnik bei einem Stande guter Qualitätswaren mindestens ebenso günstig oder sogar noch billiger erzeugt werden können als in Deutschland.

Ein weiterer Punkt, über den mancher Aussteller klagte, waren die enormen Kosten, welche mit der Ausstellung auf der Leipziger Messe verbunden waren. Man sollte meinen, daß, um möglichst zahlreiche Käufer und Verkäufer nach Leipzig zu ziehen, die Messeleiter alles in ihren Kräften Stehende tun würden, um die Kosten mindestens für die Aussteller nach Möglichkeit herabzusetzen. Indessen zeigt die Tatsache, daß die den Ausstellern aufgebürdeten Lasten auch im Verhältnis zu den heutigen Unkosten viel zu hoch sind.

Wie ich schon früher beanstandet habe, fehlt noch immer die Branchenkonzentration mit Bezug auf die Firmen der Radiotechnik. Drahtlose Aussteller sind an den verschiedensten Punkten des Messegeländes ja sogar in der inneren Stadt zu finden. Um ein einigermaßen einheitliches Bild zu geben und die Beurteilung zu erleichtern, müßte ernstlich angestrebt werden, die drahtlosen Firmen in ähnlicher Weise ausstellen zu lassen wie dies z. B. bei den Firmen der Installationsbranche, der Isoliermaterialien usw. der Fall ist.

Es ist im übrigen nicht recht einzusehen, warum eigentlich das Hauptinteresse der Radiofabrikanten sich auf Leipzig konzentriert. Die meisten Fabrikanten haben ihren Sitz in Groß-Berlin und nur vereinzelte besitzen ihre Fabrikation außerhalb. Es wäre daher viel einfacher und günstiger und mit weitaus geringeren Kosten verknüpft, wenn die Radiofabrikanten sich dazu entschließen könnten, ihre Erzeugnisse auf einer gemeinsamen Berliner Radiomesse auszustellen. Alsdann könnten auch für den Empfang günstigere Vorrichtungen getroffen werden als dies z. B. im Hause der Elektrotechnik in Leipzig der Fall war und in Zukunft sein wird. Es ist eine charakteristische Eigenschaft des drahtlosen Empfangs, daß der Raum, in welchem die Reproduktion stattfinden soll, nicht nur akustisch möglichst in Ruhe ist, sondern daß auch funkende Kollektoren sowie andere elektrische Störungen wenigstens in der näheren Umgebung vermieden werden müssen. Im Hause der Elektrotechnik ist naturgemäß hiervon keine Rede, vielmehr sind in der Nähe der Empfangsanlage Motoren, welche in den verschiedensten Ausführungen und Leistungen vorgeführt werden. Es werden hart neben den Empfängern stellenweise Sirenen und Hupen betätigt u. a. m. Der Laie, welchem man die Wirkung der drahtlosen Telephonie vorführen will, erhält infolgedessen einen höchst ungünstigen Eindruck und ist der Meinung, daß sich etwas Besseres auch unter wesentlich günstigeren Bedingungen nicht erreichen läßt.

Vergleicht man die Ausstellungsobjekte der Herbstmesse 1923 mit der Frühjahrsmesse des gleichen Jahres, so kann in den weitaus meisten Fällen mit Genugtuung festgestellt werden, daß sowohl die Zahl der Aussteller

ganz außerordentlich zugenommen hat, als auch, daß die Fabrikationsgüte im wesentlichen besser geworden ist. Trotz aller z. Z. noch bestehenden, den allgemeinen Radiobetrieb in Deutschland stark bedrückenden Bestimmungen des Staates ist es der Industrie gelungen, quantitativ und qualitativ mehr Anerkennung zu finden.

Eine Besprechung der von den einzelnen Firmen ausgestellten Gegenstände, die hier zu weit führen würde, habe ich in Heft 2 des „Radio-Amateurs" veröffentlicht.

Es wäre zu begrüßen gewesen, wenn die Telefunkengesellschaft den zahlreichen Radiointeressenten der Messe die Radio-Schnelltelegraphie vorgeführt hätte, welche sie als z. Z. einzige deutsche Firma auszuführen in der Lage ist. Wenn auch die Messe naturgemäß ihre Hauptaufgabe darin erblicken muß, dem Verkauf von Musterapparaten an Interessenten zu dienen, so darf doch eine so hervorragende Gelegenheit nicht unbenutzt vorübergehen, und es erscheint daher gerechtfertigt, wenn diejenigen Verkehrseinrichtungen, welche sonst schwierig oder gar nicht gezeigt werden können, im Betriebe vorgeführt werden. Hierzu gehört aber in erster Linie die Radio-Schnelltelegraphie, deren allgemeine Einführung in den Verkehr über kurz oder lang auch in Deutschland erfolgen muß. Es wäre daher zu begrüßen, wenn die Telefunkengesellschaft sich dazu entschließen könnte, diese Einrichtung auf der nächsten Messe zu demonstrieren.

Verschiedene Firmen hatten erfreulicherweise das Bestreben gehabt, den zahlreichen Messebesuchern den Empfang von drahtlosen Nachrichten und von Musik vorzuführen. Leider waren die ohnehin nicht sehr günstigen baulichen Verhältnisse des Hauses der Elektrotechnik, in welchem die meisten Fabrikanten ausgestellt hatten, für diese Vorhaben nicht sehr günstig, da die Aufstellung und Hereinführung der Antennen mit Schwierigkeiten verbunden waren. Ein besonders ungünstiger Umstand ist der, daß zahlreiche Motoren im Betriebe vorgeführt werden bzw. ständig laufen und daß, wie schon bemerkt, viele funkende Kollektoren vorhanden sind. Die hierdurch im Empfänger erzielten Geräusche waren stellenweise je nach dem Stande des betr. Ausstellers sehr groß und vermochten in manchen Fällen den Empfang vollständig zu unterdrücken. Infolgedessen war es wohl kaum möglich, mit Rahmenantenne und Hochfrequenzverstärker den Empfang vorzuführen. Aber auch bei Empfang mit Hochantenne machten sich die Störungen meistens sehr unangenehm bemerkbar. Empfangsanordnungen sowie Lautsprecher in normalen Baulichkeiten vollkommen einwandfrei funktionierend und die in der Lage sind, für die Radiobewegung zahlreiche Anhänger zu gewinnen, versagten auch im Hause der Elektrotechnik nahezu vollständig. Es ist zu hoffen, daß bei künftigen Messen durch entsprechende Anordnung von Hochantennen und durch Vorsehung von durchgreifenden Schutzmaßnahmen für die Empfangs- und Verstärkerapparaturen dafür Sorge getragen wird, daß ein guter Empfang auch im Hause der Elektrotechnik gewährleistet wird. Hierfür ist aber auch erforderlich, daß ein einwandfreier Sender mit guter Musik betrieben wird und daß nicht eine abgeleierte Grammophonplatte das Sendermikrophon beaufschlagt, wie es leider der Fall war. Insbesondere die Sendeeinrichtungen von Telefunken sind heute so hochwertig ausgeführt, daß der von diesen erzielte Broadcasting wohl kaum hinter den von ausländischen Stationen zurückzustehen braucht. Es

ist daher betrüblich, daß die Ausländer, welche von England und Amerika her ausgezeichnete Resultate gewöhnt sind, auf dieser Messe einen nicht sehr günstigen Eindruck unserer diesbezüglichen Empfangsleistungen gewonnen haben. Eugen Nesper.

Briefe an die Schriftleitung.

(Der Abdruck zur Veröffentlichung eingesandter Briefe erfolgt ohne Verbindlichkeit der Schriftleitung.)

Auf die Mitteilung von Herrn Edm. Müllner im Jahrb. Bd. 22, Heft 1:

In der von mir gegebenen Arbeit handelt es sich darum den „wahrscheinlichsten" Schiffsort zu bestimmen; dabei werden die Messungen zunächst als nur mit zufälligen Fehlern behaftet angesehen. Dann lehrt die Methode, daß es zweckmäßig ist, den angegebenen Punkt zu wählen. Dies ist weiter nichts als eine Verallgemeinerung der bekannten Methode, daß man bei wiederholtem Messen einer Größe gewohnt ist, den arithmetischen Mittelwert als wahrscheinlichsten Wert zu wählen. Auch hier könnte man, ähnlich wie Herr Müllner durch die Zeichnung erläutert, durch einseitige Kombination der wahren Fehler Intervalle angeben, in denen der wahre Wert der Größe nicht zu finden ist.

Wenn man, wie beim F.-T.-Peildienst, in der Lage ist, den wahren Wert auf andere Art zu bestimmen, und es zeigt sich, daß dieser in einer großen Anzahl von Fällen von dem gefundenen wahrscheinlichsten Wert abweicht, so lehrt dies, daß systematische Fehler vorliegen.

Der Wert der angegebenen Methode für den F.-T.-Peildienst besteht darin, für den einzelnen Fall den besten Ort zu liefern, und bei einer genügenden Anzahl vorliegender Peilergebnisse zu zeigen, ob systematische Fehler vorhanden sind. Diese systematischen Fehler müssen dann durch Kontrollpeilungen genauer festgestellt und durch Ändern der Peilskala eliminiert werden. H. Stenzel.

Anläßlich der Veröffentlichung des Herrn Ludwig Bergmann „Ein einfaches elektrostatisches Relais für den drahtlosen Empfang" in Bd. 21, Heft 5 d. Zeitschr. (Mai 1923) erlauben wir uns mitzuteilen, daß der Gedanke, einen Halbleiter mit bogenförmig geschliffener Oberfläche und aufgelegter Metallfeder zu benutzen, von uns herrührt, siehe z. B. D. R. P 342520 (1920), wo auch die Verwendung als Relais uns geschützt ist.

Kopenhagen, 8. August 1923.

K. Rahbek, A. Johnsen.



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 22. November 1923. Heft 5.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2 I*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39*, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über Ausbreitungsvorgänge und Empfangsstörungen in der Funkentelegraphie.

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Von **F. Kiebitz.**

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen erfolgt nach dem Prinzip von Huygens und Fresnel. Es besagt, daß jeder von einer Welle getroffene Punkt als Ausgangspunkt von Elementarwellen aufgefaßt werden kann, die sich gemäß dem Interferenzprinzip nach Phase und Amplitude zusammensetzen.

Will man den Ausbreitungsvorgang in der Funkentelegraphie beschreiben, der sich an der Grenze zwischen Erde und Atmosphäre abspielt, so ist es nötig zu wissen, wie sich diese beiden Medien elektrisch verhalten. Erfahrungsgemäß verhält sich die Atmosphäre wesentlich wie ein Isolator, in dem also elektrische und magnetische Kräfte auftreten können. Die Erde dagegen wirkt als Leiter; wir erkennen dies einmal daran, daß wir hochfrequente Wechselströme der Erde zuleiten können, zweitens daran, daß selbst über trockenem Boden die elektrischen Kräfte mit ihren wesentlichen Komponenten senkrecht stehen. Diese letztere Erscheinung läßt sich direkt nachweisen; außerdem gibt es einen indirekten aber besonders scharfen Beweis für die senkrechte Orientierung der elektrischen Kraft über der Erdoberfläche; er beruht auf folgender Tatsache: Ein Paar von wagerechten Antennen, dicht über dem Erdboden ausgespannt, zeigt keine seitliche Fernwirkung, während doch dasselbe Antennenpaar, im freien Raum, also nicht in Erdnähe schwingend, als geradliniger Hertzscher Sender das völlig entgegengesetzte Verhalten zeigt und in der eigenen Richtung keine Wellen auszustrahlen und zu empfangen vermag. Diese auffallende Tatsache erklärt sich bekanntlich dadurch, daß die elektrische Kraft im wesentlichen senkrecht auf der Erdoberfläche steht, während wagerechte Komponenten des elektrischen Feldes an der Erdoberfläche keine Rolle spielen.

Wenn wir zunächst die Ausbreitung über Entfernungen betrachten, in denen die Erdkrümmung noch nicht in Betracht kommt, so begehen wir keinen großen Fehler, wenn wir die Erdoberfläche als ebene Grenze zwischen einem Isolator und einem Leiter auffassen; vom Antennenfußpunkt eines Senders fließen dann radial hochfrequente Wechselströme ab, oder wie wir auch in einem anderen Bilde sagen können, von der Antenne breiten sich in konzentrischen Kreisen hochfrequent

wechselnde positive und negative Ladungen über die Erdoberfläche aus. Untrennbar mit diesen Strömen oder bewegten Ladungen verbunden sind in der Atmosphäre die hochfrequent wechselnden magnetischen und elektrischen Felder.

Ob wir dabei vorziehen, von Ladungen zu sprechen, die sich auf der Erdoberfläche bewegen oder von elektrischen Feldern, die sich durch die Atmosphäre bewegen, oder von Magnetfeldern, die in der Atmosphäre entstehen und vergehen, oder von Strömen, die in der Erdoberfläche fließen, ist an sich gleichgültig; wir können nach Belieben von dem einen oder dem anderen Bilde für die Beschreibung desselben Naturvorgangs Gebrauch machen.

So können wir auch die Erregung einer Empfangsantenne in gleich berechtigter Weise beschreiben, wenn wir die Ladungen betrachten, die ihrem Fußpunkt zugeführt werden, oder die Ströme, die sich an diesem Punkt aus der Erdoberfläche abzweigen, oder die elektrische Kraft, die mit senkrechter Richtung über die Antenne hinwegflutet oder schließlich das wagerecht gerichtete magnetische Kraftfeld, das auf seinem Wege die Antenne durchschneidet.

Die Kreisform der Wellenfront entspricht dabei dem Prinzip von Huygens. Die Abnahme der Feldintensitäten mit der Entfernung muß in Übereinstimmung mit der Strahlung des Hertzschen Senders sein, also mit der ersten Potenz der Entfernung erfolgen. Solange man nicht annehmen muß, daß schon in unmittelbarer Nähe eines Senders starke Absorptionsvorgänge im Spiele sind, ist keine andere Beschreibung möglich. Eine direkte messende Bestätigung des Abnahmegesetzes würde von grundlegender Bedeutung sein; meines Wissens ist sie nie durchgeführt worden; nur indirekt ist das Entfernungsgesetz gestützt durch absolute Messungen der Feldintensität, die zur Bestimmung der wirksamen Höhe von Sendeantennen oft ausgeführt worden sind und Höhen ergeben haben, die mit den geometrischen Abmessungen im Einklang sind.

Bei der Fortpflanzung über größere Entfernungen spielt die Erdkrümmung eine Rolle. Ist die Entfernung klein gegenüber dem Erdumfang, so kann man die Oberfläche mit großer Annäherung als kugelförmig ansehen; ist A der an der Kugeloberfläche gemessene Abstand eines Empfängers vom Sender, so hat die Energie bei der Ausbreitung über den Bogen A nicht einen Kreis vom Umfang $2\pi A$ wie in der Ebene erreicht, sondern nur einen Kreis, der im Verhältnis $\frac{\sin\alpha}{\alpha}$ kleiner ist (wenn α den Winkel bedeutet, unter dem Sender

und Empfänger vom Erdmittelpunkt aus erscheinen), und demgemäß ist das Feld im Verhältnis $\sqrt{\frac{\alpha}{\sin \alpha}}$ größer.

Auf noch größere Entfernungen und besonders beim Telegraphieren nach der abgewandten Hemisphäre hat diese bekannte Formel jedoch wegen der Abplattung der Erde für nicht gerichtete Sender keine Berechtigung mehr. Nur beim Telegraphieren von Pol zu Pol bleibt sie annähernd gültig, weil sich die Huygensschen Elementarwellen zu einhüllenden Wellenfronten zusammensetzen, die mit den Breitenkreisen parallel laufen, und die auf der abgewandten Halbkugel erhalten bleiben, weil alle Punkte eines Breitenkreises gleich weit von den Polen entfernt sind. Je weiter sich jedoch der Sender von einem Pol entfernt, um so größer werden die Gangunterschiede der einfallenden Elementarwellen in einem fernen Empfänger; und für einen Punkt des Äquators ist der Weg zum Antipoden auf dem Äquator 34 km weiter als über einen Pol hinweg auf dem Meridian.

Halten wir also noch an dem Idealfall fest, daß die Erde allenthalben vollkommen leitet und die Atmosphäre vollkommen isoliert, so ist die beim Antipoden einfallende Welle die Summenwirkung von Huygensschen Elementarwellen, die mit nahezu gleichen Amplituden aber mit sämtlichen Gangunterschieden zwischen 0 und 34 km sich überlagern; also müssen kleine Wellen praktisch zu Null interferieren, weil alle Phasen nahezu gleich stark wie die entgegengesetzten wirksam sind, und schon darum scheiden kleine Wellen für den Verkehr über sehr große Entfernungen aus.

Brauchbare Wellen zum Senden über große Entfernungen sind darum lediglich wegen der Abplattung der Erde in der Größenordnung von einigen zehntausend Metern Wellenlänge zu suchen, wenn man nicht zu hörbaren Wechselströmen übergehen will. Diese Tatsache ist durch die Erfahrungen der Großstationen hinreichend bekannt, doch ist die Abplattung der Erde bisher zur Erklärung nicht herangezogen worden. Es ist aber vielleicht nicht überflüssig, auf diesen Zusammenhang hinzuweisen, weil der Wunsch, mit kleinen Wellen zu arbeiten, aus Gründen der Strahlungsökonomie der Sendeantennen sehr nahe liegt.

Mehr als die Größenordnung der Wellenlängen kann indessen diese Betrachtung nicht liefern. So verlockend es erscheint, für die funkentelegraphische Verbindung von zwei weit entfernten Punkten der Erdoberfläche hiernach günstigste Wellenlängen zu berechnen, so ist von einer strengen Rechnung doch nicht zu erwarten, daß sie der

Wirklichkeit gerecht wird; denn die Voraussetzung unserer Betrachtung, daß die Erde einen gleichmäßig guten Leiter der Elektrizität darstellt, ist in der Wirklichkeit nicht genügend genau erfüllt. Die Erdoberfläche besteht aus Wasser und Land, und die Wellen besitzen über verschiedenem Untergrund verschiedene Fortpflanzungsgeschwindigkeiten; wir schließen dies z. T. direkt aus Messungen der Länge stehender Drahtwellen an der Erdoberfläche, z. T. indirekt aus den Abweichungen, die gelegentlich in der Richtungstelegraphie vorkommen. Die mehr oder weniger großen Abweichungen der inhomogenen Erdoberfläche vom Verhalten vollkommener Leiter verzögern darum die Wellenausbreitung mehr oder weniger stark; und zu den Gangunterschieden, die in der geometrischen Gestalt der Erde begründet sind, treten darum noch Zeitunterschiede für die im fernen Empfänger einfallenden Elementarwellen. Diese Zeitunterschiede rechnerisch zu erfassen, besteht aber angesichts der unregelmäßigen Verteilung von Wasser und Land keine Aussicht.

Noch schwerer ist es, die Amplitudenänderungen zahlenmäßig in Rechnung zu setzen, welche die Wellen über unvollkommen leitendem Boden erfahren müssen. Aber selbst wenn dies gelänge, so würde der Einfluß der Atmosphäre auf die Ausbreitungsvorgänge das Bild von neuem ändern. Dieser Einfluß wechselt erfahrungsgemäß mit dem Wetter; schon mit dem Sonnenlicht ändert er sich. Die Untersuchungen, die über diesen Gegenstand veröffentlicht worden sind, sind so zahlreich, daß es unmöglich ist, auch nur die wichtigsten anzuführen. Die meiste Beachtung verdient wohl die Formel, die L. W. Austin für die Berechnung der funkentelegraphischen Fernwirkung angegeben hat. Sie nimmt eine von der Wellenlänge abhängige Absorption der Wellen an, deren zahlenmäßiger Wert empirisch ermittelt worden ist, und sie beschränkt sich auf die Fernwirkung, die bei Tage und über See stattfindet. Nur mit solchen Einschränkungen können überhaupt Näherungsformeln für die funkentelegraphische Fernwirkung aufgestellt werden; denn eine allgemein gültige Formel läßt sich gar nicht aufstellen, solange nicht die einfachere Aufgabe gelöst ist, das Wetter zu berechnen.

Leider sind experimentelle Grundlagen für die Erkenntnis der funkentelegraphischen Fernwirkungen und ihrer Veränderlichkeit schwer zu erlangen, weil diese Fernwirkungen so klein sind, daß sie bisher kaum mit objektiven Mitteln gemessen worden sind. Statt dessen liegt eine Fülle von subjektiven Beobachtungen vor, die nicht immer die Möglichkeit bieten, auch nur die Größenordnung zu beurteilen, in

der sie zahlenmäßig verwertbar sind. So ist es möglich gewesen, daß wir bisher, nach 25 jährigem Gebrauch der Funkentelegraphie, noch nicht wußten, ob die Tages- oder die Nachtwerte der normalen Ausbreitung entsprechen. Und im Anschluß an diese Ungewißheit in den grundlegenden Fragen ist eine Mannigfaltigkeit von theoretischen Erklärungsmöglichkeiten erörtert worden, die ans Phantastische grenzt.

Wir haben uns bemüht, beim Telegraphentechnischen Reichsamt eine Empfangsanordnung auszubilden, die mit objektiven Mitteln die einfallenden Wellen zu messen gestattet, und zwar haben wir uns die Aufgabe so gestellt, daß die Sendestation nicht verabredete Striche zu geben braucht, sondern daß wir die Zeichen jeder überhaupt hörbaren Station objektiv messen können, wenn sie normalen Text sendet. Diese Meßanordnung besteht aus einem Überlagerungsempfänger; die Zeichen werden genügend verstärkt, daß ein Fadenelektrometer bequem ablesbare Ausschläge gibt, auch wenn Honolulu, eine der fernsten Stationen, sendet. Die Anordnung ist eichbar und in zwei Ausführungen aufgestellt, die eine in Berlin, die andere 100 km nördlich davon in Strelitz. Die Einzelheiten wird Herr G. Anders bald veröffentlichen. Im Laufe von Jahren ist es gelungen, die Zuverlässigkeit dieser Meßanordnungen und ihrer Eicheinrichtungen so weit zu steigern, daß gegenwärtig gleichzeitige Beobachtungen amerikanischer Stationen die einfallende Feldstärke bis auf 30 % übereinstimmend wiedergeben.

Mit diesen Empfängern haben wir vor allem die Zeichen der amerikanischen Stationen Rocky Points und Marion über längere Zeit regelmäßig gemessen, um die Amplituden der hier einfallenden Wellen objektiv zu bestimmen sowie ihre täglichen und jährlichen Schwankungen zahlenmäßig sicherer zu begründen als es mit subjektiven Methoden möglich ist. Für diese Messungen haben sich die Herren A. N. Goldsmith und L. W. Austin in dankenswerter Weise interessiert. Im besonderen hat es Herr Goldsmith in der entgegenkommendsten Weise ermöglicht, daß alle Wünsche erfüllt wurden, die wir im Interesse dieser Versuche an die Station Rocky Points zu stellen hatten.

Die Beobachtungen sind soweit gefördert, daß in einiger Zeit eine zusammenfassende Beschreibung durch Herrn M. Bäumler erfolgen wird. Zu einigen Fragen, die ich angeschnitten habe, ist es schon jetzt möglich, Stellung zu nehmen.

Die einfallenden Feldstärken schwanken bei Tag und Nacht. Die höchsten Werte werden bei Nacht gemessen. Diese Beträge haben wir mit den Werten verglichen, die man aus der Entfernung der

Sendestation, ihrer Antennenstromstärke und ihrer Antennenhöhe errechnet, wenn die Kugelgestalt der Erde berücksichtigt, aber keine Absorption in Rechnung gesetzt wird. Der Vergleich ergibt, daß auch die Nachtwerte meist kleiner sind als dieser theoretische Wert. Spitzenbeobachtungen, die sich über den theoretischen Wert erheben, kommen häufig vor, doch überschreiten sie ihn nicht um mehr als 30 %, das ist die Zuverlässigkeit der Beobachtungen. Daraus ist zu schließen, daß ein zwingender Grund nicht vorliegt, zur Erklärung der großen nächtlichen Lautstärken Reflexionen in hohen Schichten der Atmosphäre heranzuziehen. Vielmehr ist zu schließen, daß bei Nacht die Ausbreitungserscheinungen auf dem Wege von Amerika nach Europa mit verhältnismäßig geringen Störungen über einer gut leitenden Erdoberfläche in einer gut isolierenden homogenen Atmosphäre vor sich gehen.

Aus subjektiven Beobachtungen hat man seit langer Zeit geschlossen, daß die Abhängigkeit der Fernwirkungen von der Tages- und Jahreszeit für kleine Wellenlängen besonders groß ist; für die 16,4 km langen Wellen von Rocky Points ergaben die Messungen der letzten Monate die folgenden ungefähren Durchschnittswerte: In Winternächten fallen die Wellen ungefähr mit der theoretischen Amplitude ein; am Tage sinkt die Amplitude im Winter auf den vierten Teil; in den Nächten der Sommermonate liegt die Amplitude nur wenig unter dem theoretischen Wert; die Tageswerte sind im Sommer größer als im Winter; das Verhältnis zwischen den mittleren Tages- und Nachtwerten beträgt in den Sommermonaten nur etwa 1 : 2.

Auf Grund von subjektiven Eindrücken werden die Unterschiede meist größer angegeben. Der Grund ist wohl ein physiologischer. Er ist in den Empfangsstörungen zu suchen, die die subjektive Beurteilung der Lautstärken beeinträchtigen. Diese Störungen treten im Sommer besonders heftig auf und erschweren den Hörempfang so stark, daß der Beobachter geneigt ist, die Lautstärke zu klein einzuschätzen.

Über den Ursprung der funkentelegraphischen Empfangsstörungen ist nur zum Teil Klarheit vorhanden. Ein Teil dieser Störungen ist zweifellos luftelektrischen Ursprungs, und viele wertvolle Versuche sind gemacht worden, um den Mechanismus des Störungsvorgangs zu erklären. Daß das normale elektrische Feld in der Atmosphäre ebenso wie das magnetische Feld der Erde dauernde Schwankungen erfährt, ist uns wohlbekannt; diese Schwankungen treten mit mannigfachen Stärken auf und verursachen zum Beispiel in den Telegraphen- und

Fernsprechleitungen störende Fremdströme. Daß sie an den zarten funkentelegraphischen Empfangseinrichtungen spurlos vorübergehen sollten, ist nicht zu erwarten. Hier stören sie sogar ganz besonders stark, weil die funkentelegraphischen Empfangseinrichtungen um viele Zehnerpotenzen empfindlicher sein müssen.

Es liegt nahe, einen Zusammenhang des Wetters mit diesen eigentlich luftelektrischen Störungen zu suchen, und wir haben zu diesem Zwecke ein Jahr lang auf der Versuchsstation in Strelitz regelmäßig die meteorologischen und die luftelektrischen Elemente gleichzeitig mit den Empfangsstörungen beobachtet; es hat sich jedoch ebensowenig wie bei den Schwankungen der Empfangsintensität bei der Störungshäufigkeit ein Parallelismus mit dem Gang irgendeines der an der Erdoberfläche beobachteten Vorgänge erkennen lassen (Wiedenhoff, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie, Band 18, 1921, Heft 4). Obgleich dieses Ergebnis negativ ist, hat es doch die Anregung gegeben, zur Erforschung der Störungsvorgänge erfolgreichere Wege einzuschlagen.

Zunächst sei noch erwähnt, daß viele Empfangsstörungen, die wir als atmosphärische Störungen bezeichnen, zweifellos von elektrischen Betrieben herrühren. Krieg und Streiks haben wiederholt Gelegenheit gegeben, in Städten zu empfangen, während jeglicher elektrische Betrieb still lag; in solchen Fällen waren die Empfänger sehr ungestört.

Man hat nach dem Geräusch, das die Störungen im Telephon verursachen, ihren Charakter zu unterscheiden versucht. Dabei gibt es ganz besonders grobe Störungen, die Knackgeräusche verursachen und sich auch beim Schreibempfang besonders hervorheben. Sie treten in verschieden abgestimmten Antennen verschieden stark auf und eignen sich wegen ihrer Stärke besonders für objektive Beobachtungen.

Wir haben diese Störungen zunächst in Berlin und Strelitz registriert; zu dem Zwecke wurden die Zeitsignale von Paris und Lyon empfangen und mit dem Syphon-Rekorder der Kabeltelegraphie aufgeschrieben. So waren die Empfänger gleichgestimmt, und die Zeitzeichen dienten als Marken zur Beurteilung der Gleichzeitigkeit. Es ergab sich, daß ein großer Teil der Störungen unverkennbar gleichzeitig in Berlin und Strelitz auftrat. Darauf wurden dieselben Versuche zunächst mit Hamburg, darauf mit der Station des Herrn M. Dieckmann in Gräfelfing bei München fortgesetzt, wobei die Herren H. G. Möller und Gleißner in dankenswerter Weise die Beobachtungen übernahmen. Das Ergebnis war, daß auch 600 km

entfernte Empfänger einen großen Teil der Störungen übereinstimmend aufzeichneten. Darauf beteiligte sich Herr A. N. Goldsmith in der entgegenkommendsten Weise an diesen Untersuchungen, indem er in der Station Riverhead der Radio Corporation of America die Zeitsignale von Lyon in ähnlicher Weise registrieren ließ. Das Bild der Störungen, die in New York und Berlin aufgezeichnet waren, zeigte ebenfalls weitgehende Übereinstimmungen, so daß damit festgestellt ist, daß es Störungen gibt, die einen großen Teil der Erdoberfläche bedecken. Die nähere Beschreibung dieser Beobachtungen hat Herr M. Bäumler in drei Abhandlungen über „Das gleichzeitige Auftreten atmosphärischer Störungen" veröffentlicht (Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, Band 19, 1922, Heft 2, Band 20, 1922, Heft 6, Band 23, 1923, Heft 1).

Durch diese Untersuchungen ist eine wichtige Eigenschaft der funkentelegraphischen Empfangsstörungen gefunden worden; es gibt also solche Störungen, die nicht in der Nähe des Empfängers entstanden sein können. Ihr Ursprung ist darum entweder in fernen elektrischen Entladungen innerhalb der Atmosphäre zu suchen oder in noch unbekannten kosmischen Vorgängen oder aber in gleichfalls noch unbekannten Vorgängen im Erdinnern. Diese letztere Möglichkeit dürfte in Betracht zu ziehen sein, nachdem Herr Barkhausen gefunden hat, daß sich Eisen in einem veränderlichen Magnetfelde nicht stetig ummagnetisiert, sondern ruckweise. Die Erde besitzt ein Magnetfeld, das beständigen Veränderungen unterworfen ist, und Eisenmassen im Innern und in der Erdkruste, deren Magnetisierung demgemäß beständig verändert wird. Zwar kennen wir die Eigenschaften der Eisenbestandteile des Erdkörpers nicht genau, doch werden wir bei der Untersuchung der elektromagnetischen Störungen, die auf einem großen Teil der Erdoberfläche gleichzeitig auftreten, in Zukunft auch prüfen müssen, ob sie durch das Auftreten des Barkhausenphänomens an den Eisenteilen des Erdkörpers verursacht sein können.

Die Einfunkenmethode für Messungen mit Kondensatorschwingungen.

Von **O. Meisser.**

Erklärung der in der Arbeit benutzten Abkürzungen:

K_i i-ter Schwingungskreis.
V Spannung.
i Strom.
F Schlagweite.
L Selbstinduktion.
C Kapazität.
R Widerstand.
ϱ Koppelungskoeffizient.
$\omega = 1/\sqrt{LC}$.
$\vartheta = \pi R \sqrt{C/L}$ Dekrement.

Beim Arbeiten mit gedämpften Schwingungen kommt es meistens darauf an, mittels eines Thermoindikators den Strομeffekt $\int_0^t i^2\,dt$ zu messen, den der von einem Funken erzeugte Wellenzug in dem betreffenden Kreise erzeugt. Der zeitliche Mittelwert des Stromeffektes ist der Zahl der in der Sekunde aufeinanderfolgenden Entladungen proportional. Wegen der Inkonstanz dieser Zahl ist die Energie der Schwingungen dauernden Schwankungen unterworfen; denn entweder setzen einzelne Entladungen aus, oder es treten Partialfunken auf; zwei Erscheinungen, die sich nur schwer ganz vermeiden lassen und daher immer die Meßgenauigkeit merklich beeinflussen.[1] Dazu werden bei den dauernd aufeinander folgenden Funken die Elektroden warm und nutzen sich ab, so daß während einer Meßreihe auch kein völlig konstantes Potential zu erwarten ist. Schließlich seien noch die teilweise oder gar nicht gelöschten Funken bei Stoßerregung erwähnt, die das Messen des Stromeffektes $\int_0^\infty i^2\,dt$ sehr erschweren, wenn nicht gar unmöglich machen.[1]

Diese Übelstände lassen sich vermeiden, wenn man mit einer einzelnen Funkenentladung arbeitet. Es ist da die Möglichkeit gegeben, Partialfunken oder schlechte Löschfunken auszusondern, „Versager" stören nicht weiter, und ferner kann jede Entladung unter denselben Umständen beliebig oft wiederholt werden, da die Wärmeentwicklung an den Elektroden und deren Abnutzung viel geringer ist. Trotzdem die Vorteile der „Einfunkenmethode" für genauere Messungen sehr beträchtlich sind, finden sich in der Literatur nur wenige Arbeiten, bei denen reine Einzelentladungen zur Anwendung gekommen sind.

1) S. Loewe, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Telef. 7, S. 365 1913, oder Diss. Jena 1913.

Zuerst hat H. Warfvinge[1]) einzelne Funkenentladungen zum Messen benutzt. Er arbeitete mit Partialfunken und ohne eine künstliche Ionisation der Funkenstrecke. Ferner ist auch nicht gesagt, wie die Genauigkeit von den Konstanten des Schwingungskreises abhängt.

Für niederfrequente Schwingungen in Kondensatorkreisen gibt H. W. Birnbaum[2]) eine Methode an, die — wenn auch ohne Induktorium — ebenfalls Einzelentladungen benutzt. Dieses Verfahren läßt sich jedoch nur für niedrige Ladespannungen gebrauchen.

Neuerdings ist das Arbeiten mit einer einzelnen Funkenentladung bei der Untersuchung von M. Wien[3]) über das Ohmsche Gesetz bei Elektrolyten zur Anwendung gekommen. Es handelte sich darum, die Änderung von Elektrolytwiderständen mittels Kondensatorentladungen bei hohen Spannungen zu messen. Um die Joulesche Wärme auf ein Mindestmaß zu beschränken, wurde mit nur einer einzelnen Entladung gearbeitet.

Im Anschluß an die eben genannte Arbeit wurden auf Anregung von Herrn Geh. M. Wien die Grenzen der „Einfunkenmethode" näher untersucht, d. h. unter welchen Bedingungen man in einem einfachen Schwingungskreis und bei Stoßerregung noch regelmäßige Einzelentladungen erhält.

1. Die Einfunkenmethode in einem einfachen Schwingungskreis.

Versuchsanordnung: Zum Aufladen der Kapazität C_1 (s. Fig. 1) des Schwingungskreises K_1 wurde ein 90-cm-Induktorium von

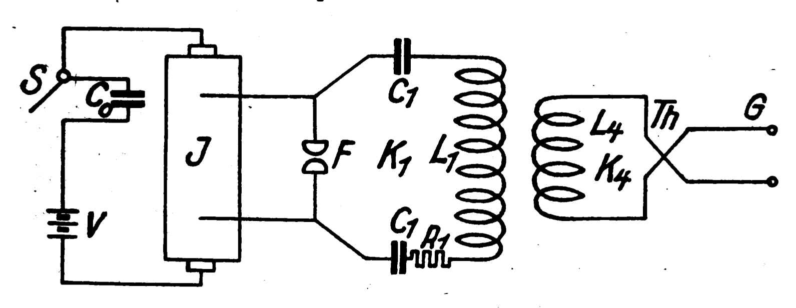


Fig. 1.

Rich. Seifert, Hamburg, benutzt, das sich für diese Messungen sehr gut bewährte. Anfangs arbeitete ich mit einem Gasunterbrecher. Der

1) H. Warfvinge, Arkiv för Mat., Astron. och Fysik, 8, S. 13, 1912.
2) H. W. Birnbaum, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 11, S. 1, 1916.
3) M. Wien, Phys. Zeitschr. 23, S. 399, 1922.

Strom im Primärkreis wurde nur kurze Zeit geschlossen, um bloß einen einzigen Kontakt des Unterbrechers zu erhalten. Da ich bei etwas zu langem Schließen des Stromes leicht mehrere Funken erhielt, und der Hg-Unterbrecher nach längerem Gebrauch gereinigt werden mußte, ging ich dazu über, ohne Unterbrecher, bloß durch plötzliches Öffnen des geschlossenen Primärkreises des Induktors mittels eines einfachen Hg-Ausschalters S den Funkenübergang zu erzielen. Um am Ausschalter S den Lichtbogen beim Öffnen zu vermeiden, wurde eine Kapazität C_0 von ca. 0,8 MF zu S parallel geschaltet, so daß selbst bei Stromstärken von 10—15 Amp. die Oberfläche des Hg wenig oxydierte. Der beim Schließen von S entstehende Induktionsstoß ist wenig bedeutend und verursacht keine Störungen, wenn die Kapazitäten C_1 symmetrisch zur Funkenstrecke F geschaltet sind. Um sicher zu sein, daß der Magnetismus des Induktors sich voll ausgebildet hat, hält man vor dem Öffnen den Schalter S einige Bruchteile von Sekunden geschlossen. Das Induktorium wurde für gewöhnlich so benutzt, daß alle Primärspulen hintereinandergeschaltet waren. Bei dieser Anordnung benötigte man für Einzelunterbrechungen den geringsten Primärstrom.

Der Schwingungskreis K_1 (s. Fig. 1), bestand aus einer Selbstinduktion L_1, einem veränderlichen Flüssigkeitswiderstand R_1 ($KHSO_4$), einem Funkenmikrometer F und einer Kapazität C_1. Als Kapazitäten dienten Preßgaskondensatoren von je 1550 cm[1]) und von der Firma Schott & Gen. freundlichst überlassene „Minosflaschen" zu je 7200 cm, deren jede eine maximale Spannung von 30 KV aushielt, ohne zu sprühen.

Um die einzelnen Funkenentladungen auf ihre Regelmäßigkeit zu prüfen, war mit K_1 ein aperiodischer Thermoelementkreis K_4 lose induktiv gekoppelt. Gemessen wurde der Strom des evakuierten Thermoelementes (Konstantan—Manganin, Drahtdurchmesser 0,015 mm) mit einem Siemensschen Drehspulgalvanometer (Schwingungsdauer $T = 15$ sec., Widerstand ca. 10 Ω, Stromempfindlichkeit $7 \cdot 10^{-8}$ Amp.). Wie eine einfache Betrachtung zeigt, sind die ballistischen Galvanometerausschläge $\int_0^\infty i_1^2\, d t$ proportional und liefern somit ein Kriterium für die Konstanz der einzelnen Entladungen. In den folgenden Abschnitten wird nun gezeigt, wie die Genauigkeit der Einfunkenmethode von den Größen des Schwingungskreises K_1 abhängt.

1) M. Wien, Ann. d. Phys. 29, S. 679, 1909.

Kapazität. Arbeitet man mit größeren Kapazitäten C_1, d. h. von ca. 400 cm an aufwärts, so sind keine Schwierigkeiten vorhanden, regelmäßige Funken zu erzielen, wenn der Primärstrom des Induktoriums so eingestellt wird, daß man „gerade noch" einen Funkenübergang erhält. Zur Veranschaulichung der Regelmäßigkeit der mit K_4 gemessenen ballistischen Ausschläge diene folgende Reihe:

Tabelle 1.

	Galvanometerausschläge		
$C = 520$ cm	85,0	85,0	
$L = 10^5$ cm	85,2	85,2	
$F = 1{,}0$ cm, Mg	85,2	84,9	Mittelwert 85,1
	84,8	85,2	

Man sieht aus Tabelle 1, daß die maximalen Abweichungen vom Mittelwert nur ca. $5\,^0/_{00}$ betragen. Eine Veränderung der Selbstinduktion L_1 war ohne Einfluß auf die Regelmäßigkeit. Eine obere Grenze für C_1 ist durch folgenden Umstand bedingt: je größer man C_1 wählt, desto größer wird auch — hält man R_1 konstant und klein — die im Funken vernichtete Energie. Elektroden von niedrigem Schmelzpunkte (z. B. Mg = Elektr.) werden in diesem Falle so stark angegriffen, daß für die einzelnen Entladungen die entsprechenden Galvanometerausschläge teilweise bis zu $10\,^0/_0$ untereinander abweichen. Um auch bei größeren Kapazitäten und hohen Spannungen regelmäßige Werte zu erhalten, kann man, wenn sonst angängig, entweder den Strom in K_1 durch einen zugeschalteten Ballastwiderstand R_1 (s. Fig. 1) verkleinern — der Funke wird dann „dünner" und heller — oder Cu-Elektroden benutzen, die sehr wenig unter einer starken Entladung leiden.

Ging ich mit der Kapazität C_1 im Schwingungskreis K_1 zu kleineren Werten herunter, so sank auch die Genauigkeit der Methode: Eine Konstanz der Galvanometerausschläge von ca. $1\,^0/_0$ war bis zu Kapazitäten C_1 von ungefähr 200 cm noch zu erreichen. Hier muß man besonders darauf achten, daß Verluste infolge Sprühens oder gar mangelhafter Isolation sorgfältig vermieden werden, weil sonst keine regelmäßigen Ausschläge zu erzielen sind. Bei Kapazitäten unter 200 cm verringerte sich die Konstanz der einzelnen Entladungen so sehr, daß ich Abweichungen von über $10\,^0/_0$ erhielt. Wasserwiderstände von ca. $10^6\ \Omega$, die in die Zuleitungen zur Funkenstrecke geschaltet wurden, um die möglicherweise in diesen Teilen entstehenden Schwingungen zu unterdrücken, brachten keine Besserung. Diese Tatsache, daß Wasserwiderstände in den Zuleitungen keinen merklichen Einfluß auf die

Konstanz der Funken haben, und sonstige Verluste in dem Schwingungskreis nach Möglichkeit ausgeschaltet waren, legt — was noch besonderer Untersuchung bedarf — die Vermutung nahe, daß Aufladungen des Induktoriums infolge seiner Eigenkapazität stattfinden, und daß diesen Restladungen, die bei kleiner Kapazität im Schwingungskreis mehr in Erscheinung treten müssen, als bei größerer, die Unregelmäßigkeit der Ausschläge zuzuschreiben sein dürfte. Bei zwei von mir noch untersuchten Induktorien lag diese Grenze ebenfalls ungefähr bei 200 cm. Will man also eine hinreichende Konstanz der Entladungen von 0,5 bis 1% — an den Ausschlägen gemessen — erzielen, so darf man mit der Kapazität des Schwingungskreises nicht unter ca. 200 cm heruntergehen.

Partialfunken. Ein wesentlicher Punkt zur Vermeidung von störenden Unregelmäßigkeiten der Entladungen ist die Beseitigung von Partialfunken. Man kann ihr Auftreten durch die richtige Wahl des Primärstromes verhindern. Am besten läßt es sich arbeiten, wenn der Funke „gerade noch" überspringt, und ab und zu ein „Versager" eintritt. Die dazu gehörige Stromstärke kann man durch Feinregulieren des Primärstromes sehr scharf bestimmen. Wichtig ist dabei, daß man eine konstante Stromquelle benutzt, und die Funkenverzögerung durch irgendwelche Ionisation aufgehoben ist. Gegenüber der Anwendung von vielen aufeinanderfolgenden Funken bedeutet die scharfe Einstellung des Primärstroms einen großen Vorteil, da die „Versager" hier keine Störungen beim Messen hervorrufen. Steigert man den Primärstrom über die „Überschlagsstromstärke" hinaus, so erhält man einen kleinen Bereich — Einstellbereich —, innerhalb dessen die Ausschläge konstant bleiben. Wächst der Strom weiter an, so werden die Ausschläge größer und unregelmäßiger, bis plötzlich bei einer gewissen Stromstärke mehrere Funken (Partialfunken) übergehen. Als Beispiel diene Tabelle 2.

Tabelle 2.

$C_1 = 1800$ cm $L_1 = 10^5$ cm $R_1 = 4\ \Omega$ $F = 1,0$ cm, Al.

i Amp.: 1,53—1,56	1,59	1,64	1,78	1,90	2,00
112,2	111,9	114,9	115,9	112,0	150,0
111,0	112,8	114,0	112,5	119,0	mehrfache
112,0	112,0	114,5	117,2	117,2	Funken
111,0	111,8	111,7	114,8	112,0	
111,8	112,5	111,8	117,8	112,2	
112,0	113,9	112,4	112,0	115,0	
111,2	114 0	114,9	115,2	119,9	
Mittel 111,6	112,7				

Der Einstellbereich erstreckt sich von $i = 1{,}53$ bis zu ca. 1,56 Amp. Die entsprechenden Galvanometerausschläge stimmen untereinander recht gut überein. Schon bei dem etwas größeren Strom von 1,59 Amp. kann man deutlich sehen, wie die einzelnen Werte ansteigen und einen um 1 % größeren Mittelwert ergeben. Typisch ist für die zu großen Primärstromstärken, daß ab und zu kleinere Werte vorkommen, die fast mit den Ausschlägen im Einstellbereich übereinstimmen.

Für mittlere Kapazitäten (ca. 2000 cm) beträgt der Einstellbereich ungefähr 1—2 % Stromänderung, er sinkt mit kleiner werdender Kapazität und beträgt für 200 cm nur noch einige $^1/_{10}$ %. Die Folge davon ist, daß hier die Einstellung der richtigen Überschlagstromstärke schwierig ist. Das Anwachsen der Ausschläge mit zunehmender Primärstromstärke vor dem Auftreten von mehrfachen Funken kann man sich vielleicht folgendermaßen erklären: Durch den zu großen Strom erzeugt der Induktor eine überschüssige Elektrizitätsmenge, die, wenn eine geringe Funkenverzögerung vorhanden ist, die Kapazitäten zu einem höheren Potential auflädt, oder aber sie gleicht sich in Form eines den Schwingungen überlagerten Gleichstroms aus und verkleinert infolge längerer Ionisation der Funkenstrecke deren Widerstand. Beides muß die Ausschläge vergrößern.

Elektrodenmetall. Bei der Untersuchung des Einstellbereiches wurden auch Elektroden aus verschiedenem Metall benutzt. Als Ionisationsquelle zur Herabsetzung der Warburgschen Funkenverzögerung diente entweder ein Ra-Präparat, das ca. 5 cm unter den Kugeln stand, oder eine einfache Drahtspitze nach Eickhoff[1]), die so einreguliert werden mußte, daß man regelmäßige Funken erhielt, was leicht durch Probieren zu finden war. Die Konstanz der Ausschläge ist unabhängig von der Polarität der Spitze. Das Putzen der Kugeln war bei meinen Versuchen nur dann nötig, wenn die Elektroden durch den Betrieb sehr stark angegriffen waren. Eine Abhängigkeit der Meßgenauigkeit vom Metall der Funkenstrecke wurde nicht gefunden. Die Prüfung erstreckte sich auf Elektroden aus Mg, Al, Zn, Cu und Messing. Zu bemerken ist noch, daß sich Mg durch eine geringe Funkenverzögerung auszeichnet, während Cu bei stärkerer Beanspruchung wegen seiner größeren Widerstandsfähigkeit günstiger ist.

Funkenlänge. Das Potential im Schwingungskreis wird durch die Schlagweite F der Funkenstrecke bestimmt. Es zeigte sich, daß man den Elektrodenabstand zwischen 0,1—3,0 cm wählen mußte, wenn

1) W. Eickhoff, Phys. Zeitschr. 8, S. 923, 1907.

die Konstanz der Ausschläge 0,5—1,0% betragen soll; jedoch ließen sich bei einiger Vorsicht die Grenzen bis zu 0,05 cm und 4,0 cm erweitern. Bei $F = 0,05$ cm sind zwar die Werte nicht allzu regelmäßig, doch ist trotz der kleinen Schlagweite und des geringen Einstellbereiches noch ein sicheres Arbeiten möglich. Aber schon bei einer Funkenlänge von 0,1 cm ist die Konstanz günstiger, wie Tabelle 3 zeigt.

Tabelle 3.

$C_1 = 390$ cm	$L_1 = 10^5$ cm	$F = 0,1$ cm, Cu
	104,0	104,1
	104,2	104,7
	104,6	

Zur Aufnahme dieser Werte wurde als Stromquelle ein kleines Röntgeninduktorium benutzt. Geht man andererseits zu größeren Schlagweiten über, so liegt die Grenze zwischen 3 und 4 cm Funkenlänge, wenn eine Konstanz der Ausschläge von ca. 1% gefordert wird. Bei dieser großen Elektrodenentfernung (4 cm) konnte man beobachten, daß der Funke bald einen nach oben, bald nach unten gekrümmten Weg beschrieb. Aus den jeweils verschiedenen Bahnen, die einen größeren oder kleineren Funkenwiderstand bedingen, läßt sich wohl auch die Unregelmäßigkeit der einzelnen Entladungen verstehen. Diese Inkonstanz der Funkenbahn könnte man vielleicht dadurch vermeiden, daß bei höheren Potentialen der Funke in Preßgas überspringt, um die Schlagweite zu verkleinern.

Aus den vorstehenden Ausführungen ergibt sich, daß man recht gut in einem einfachen Schwingungskreis mit einer Einzelentladung arbeiten kann, es müssen nur folgende Bedingungen dabei eingehalten werden, wenn die Einfunkenmethode eine Meßgenauigkeit von 1% gestatten soll. Der Primärstrom wird so eingestellt, daß man „gerade noch“ einen Funkenübergang erhält (Einstellbereich). Die Kapazität im Schwingungskreis darf nicht kleiner als ca. 200 cm sein. Die Funkenverzögerung ist sorgfältig durch eine hinreichende Ionisation aufzuheben, und schließlich soll sich die Schlagweite F nur zwischen 0,1 und 3,0 cm bewegen.

2. Die Einfunkenmethode bei Stoßerregung.

Sollen bei Kondensatorschwingungen möglichst der einfachen Theorie angepaßte Verhältnisse vorliegen, so muß der Einfluß des Funkens ausgeschaltet werden. Das gelingt durch Erzeugung von wenig gedämpften Schwingungen nach der Stoßerregungs-

methode. Gerade hier zeigt sich, welche Vorteile die Einfunkenmethode bietet. Bei dauernd aufeinanderfolgenden Entladungen ist man nämlich nicht in der Lage, die „Nichtlöschfunken" zu eliminieren, es entstehen daher zu den früher schon angegebenen Ursachen noch unvermeidliche Schwankungen, die wohl kaum unterhalb mehrerer Prozente zu halten sind.[1])

Versuchsanordnung. Die Versuchsanordnung ist aus der Fig. 2 zu ersehen. Der Stoßkreis K_1 mit dem Induktor I als Stromquelle

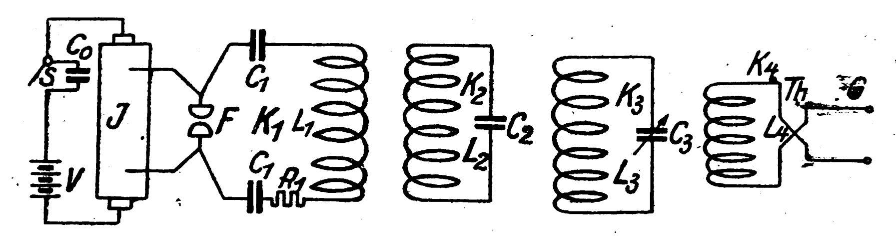


Fig. 2.

ist schon unter 1. näher beschrieben worden. K_2 stellt das angestoßene Sekundärsystem dar, das mit K_1 in Resonanz steht und der Meßkreis K_3 dient mit einem Drehkondensator C_3 als veränderlicher Kapazität zur Aufnahme von Resonanzkurven. Das Thermoelement Th befindet sich in dem mit K_3 induktiv gekoppelten aperiodischen Kreis K_4, damit die Dämpfung von K_3 durch das Thermoelement nicht zu stark vergrößert wird. Die Selbstinduktion L_4 in K_4 war so gewählt, daß die Induktivität groß gegenüber dem Ohmschen Widerstand ist, daher sind die ballistischen Ausschläge des Galvanometers G direkt $\int_0^\infty i_3^2 dt$ proportional. Als Funkenstrecke F in K_1 war ein gewöhnliches Funkenmikrometer gewählt. Die Schlagweiten betrugen 0,5—2,0 cm. Als Elektroden dienten Kugeln (Radius 1,0—2,5 cm) aus Zn, Mg, Al, Cu und Messing. Eine technische Löschfunkenstrecke (System Telefunken) eignete sich nicht für Einzelfunken, da wegen des Baues keine künstliche Ionisation möglich war. Im übrigen erfolgte die Ionisation wie unter 1. mit einer Spitze nach Eickhoff. Das Dekrement ϑ_1 des Primärkreises K_1 wurde durch einen Flüssigkeitswiderstand künstlich erhöht und betrug, wie M. Wien[2]) empfiehlt, mindestens das Zehnfache des Sekundärkreisdekrementes.

1) S. Loewe, Diss. Jena 1913, S. 39.
2) M. Wien, l. c.

Die „kritische Koppelung", d. h. diejenige Koppelung, bei der das Abreißen des Funkens im ersten Schwebungsminimum stattfindet, wird bestimmt, indem man bekanntlich den Stromeffekt des Sekundärkreises K_2 $\int\limits_0^\infty i_2^2\,dt$ in Abhängigkeit von der Koppelung zwischen K_1 und K_2 aufnimmt. Das Maximum der „Koppelungskurve" ergibt das Gebiet bester Löschwirkung, da die Größe des Stromes in K_2 ein Kriterium für die Güte der Löschwirkung des Funkens ist. Infolge der größeren Schlagweiten F (0,5—2,0 cm) trat bei meinen Koppelungskurven nur ein solches Maximum auf, während man sonst bei kleinen Funkenlängen nach der Untersuchung von H. Riegger[1]) deren mehrere erhält. Um die Koppelungskurve aufzunehmen, wurde in K_2 parallel zu einem dicken Kupferdraht ein Thermoelement eingeschaltet, d. h. sehr lose galvanisch gekoppelt; der Strom im Thermoelement ist dann dem in K_2 fließenden Strom direkt proportional; folglich ergeben die ballistischen Galvanometerausschläge ein Maß für $\int\limits_0^\infty i_2^2\,dt$.

Stoßerregung ohne Löschröhre. Will man Löschfunken mit hinreichender Regelmäßigkeit haben, so ist eine Vorbedingung dazu, daß alle jene Punkte beachtet werden, die schon für die Konstanz beim Arbeiten mit einem einfachen Schwingungskreis (siehe Abschn. 1) maßgebend waren.

Um die Abhängigkeit der Löschwirkung von der Primärstromstärke des Induktors zu zeigen, diene folgende Tabelle.

Tabelle 4.

i Amp.: 2,52—2,55	2,63	2,83	3,20
144,6	140,4	136,8	133,0
144,1	141,0	135,8	136,0
144,2	140,3	138,7	210,0 mehrf. Funken
143,9	140,8	134,7	136,8
144,2	141,0	133,9	220,0 mehrf. Funken

Die Galvanometerausschläge der Tabelle 4 sind proportional $\int\limits_0^\infty i_2^2\,dt$ und wurden bei annähernd „kritischer Koppelung" zwischen K_1 und K_2 aufgenommen. Zunächst hat man auch hier wieder für i = 2,52—2,55 den „Einstellbereich" mit konstanten Ausschlägen. Im Gegensatz zu dem Verhalten der Ausschläge in einem einfachen Kreise bedingt eine Steigerung des Primärstromes von mehreren Prozenten über die

1) H. Riegger, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 5, 1911/12, S. 35.

Überschlagsstromsträrke ein Abnehmen der Ausschläge, was auf eine Verschlechterung der Löschwirkung schließen läßt. Als Ursache ist anzunehmen, daß sich die vom Induktor noch nachströmende Elektrizitätsmenge, die durch den großen Primärstrom erzeugt wird, in Gestalt eines den Oszillationen überlagerten Gleichstromes durch die Funkenstrecke ausgleicht. Dadurch wird deren schnelle Entionisation verhindert, so daß der Funke nicht mehr schon im ersten Schwebungsminimum abreißen kann. Je länger aber K_1 mit K_2 als gekoppeltes System schwingt, desto kleiner ist der Stromeffekt in K_2. Die Tabelle 4 zeigt ferner, daß mit steigender Stromstärke i auch die Konstanz der einzelnen Ausschläge sinkt, bis dann plötzlich durch das Auftreten von mehrfachen Funken die Werte ganz unregelmäßig werden. Somit ergibt sich, daß die richtige Einstellung des Primärstroms außer für die Konstanz der Entladungen auch für die günstigste Löschwirkung — ohne und mit Löschröhre — erforderlich ist.

Für regelmäßige Löschfunken kommt ferner die Wahl der richtigen Koppelung zwischen K_1 und K_2 in Betracht. Als Beispiel einer Koppelungskurve zur Bestimmung des Gebietes bester Löschwirkung diene folgende Tabelle.

Tabelle 5.

$\vartheta_1 = 0{,}8$ $\vartheta_2 = 0{,}02$ $F = 1{,}0$ cm, Al.

Koppelung: 8,5%	7,0%	5,2%	4,0%	3,2%	2,9%	2,5%	2,0%	1,5%
12,0	65,0	95.0	101,8	126.8	127,0	73,6	60,0	53,0
11,0	63,1	93 2	102,0	127,0	126,5	74,0	61,3	53 3
12,0	68,9	92,6	106,0	126,4	126,8	75,0	61,4	52,6
12,0	70.0	94,8	101.6	126,4	17,5!	74,8	60,0	50,0
12,0	69,0	95,0	20,6!	127,4	127,2	75,2	61,1	13,5!

Die Tabelle zeigt, daß für die Messung am günstigsten eine Koppelung ist, die zwischen derjenigen liegt, bei welcher die maximale Energie in K_2 auftritt, d. h. bei $3{,}2\,^0/_0$, und einer loseren etwa $2\,^0/_0$. Befindet man sich außerhalb dieses Bereiches, so sind die Entladungen inkonstant. Typisch ist das Auftreten von gänzlich aus den einzelnen Reihen herausfallenden Werten (mit ! versehen). Von ihnen kann man wohl sagen — zumal der entsprechende Funke auch einen anderen Klang hat —, daß hier die Löschwirkung der Funkenstrecke völlig versagt hat. Daher ist es selbstverständlich, daß diese Ausschläge nicht mit zur Mittelwertbildung bei Messungen benutzt werden dürfen. Wenn man mit dauernd aufeinanderfolgenden Entladungen arbeitet, ist es

meistens schwierig ohne Anwendung von längeren Meßreihen einen genaueren Wert zu erhalten, da diese Nichtlöschfunken eine erhebliche Schwankung des Meßinstrumentes zur Folge haben.

Um auch die „Reinheit" der Löschwirkung zu prüfen, wurde mit dem lose gekoppelten Meßkreis K_3 (s. Fig. 2) die Resonanzkurve von K_2 aufgenommen. Diese lieferte Werte, die sich sehr nahe der theoretischen Kurve anschließen. Die noch vorhandenen Abweichungen sind in der nachstehenden Abhandlung genauer besprochen. Sie sind am geringsten, wenn man zwischen K_1 und K_2 eine etwas losere Koppelung als die kritische wählte. Aus allen Ordinaten gab das Bjerknessche Auswertungsverfahren [1]) eine fast konstante Dekrementensumme.

Schließlich sei noch besonders betont, daß ich unabhängig von dem verwandten Elektrodenmetall (Mg, Zn, Al, Cu, Messing) ohne Anwendung von Löschröhren, bloß mit einer gewöhnlichen Funkenstrecke auch bei Schlagweiten von 2 cm, was ja für viele aufeinanderfolgende Löschfunken schon M. Wien [2]) gezeigt hat, die bemerkenswerte Konstanz der Ausschläge von 1—2 % erhielt. Somit kann man auch bei Löschwirkung Resonanzkurven mittels Einzelentladungen aufnehmen.

Stoßerregung mit Löschröhre. Will man bei großen Schlagweiten F und einer gewöhnlichen Funkenstrecke im Stoßkreis K_1 die Löschwirkung verstärken und die nach K_2 übergehende Energie steigern, so muß man nach M. Wien [3]) in den Stoßkreis Löschröhren schalten. Ihre Wirkung kann man gut an den beiden Koppelungskurven in Fig. 3 sehen. Die Kurve a ist ohne Hilfsmittel im Stoßkreis mit einer gewöhnlichen Funkenstrecke ($F = 0{,}5$ cm) aufgenommen, während b bei sonst gleichen Verhältnissen unter Einschaltung einer Löschröhre in K_1 gewonnen wurde. Es zeigt sich deutlich, daß dadurch die Koppelung enger gemacht und die nach K_2 gelangte Energie vergrößert werden kann. Die im folgenden benutzten Löschröhren waren dieselben, mit denen M. Wien [4]) seine Untersuchungen ausgeführt hatte, und die er mir freundlichst zur Verfügung stellte. Diese Löschröhren hatten die in Fig. 4 dargestellte Form. Die Elektroden E bestanden aus Cu bzw. Mg. Die Röhren waren mit Luft oder H_2 gefüllt. Das Vakuum betrug meistens ca. 0,01—0,005 mm Hg. Die Stärke der Löschwirkung hängt sehr vom Gasdruck ab. Bei längerem

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. 55, S. 121, 1895.
2) M. Wien, Ann. d. Phys. 29, 1909.
3) M. Wien, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1908, S. 469.
4) M. Wien, Phys. Zeitschr. 9, 1908, S. 49.

Gebrauch der Röhren stellte sich heraus, daß die Löschwirkung nachließ. Vielleicht hängt diese Ermüdung mit den Gasverlusten der Elektroden infolge Stromdurchganges zusammen, ein Vorgang, der

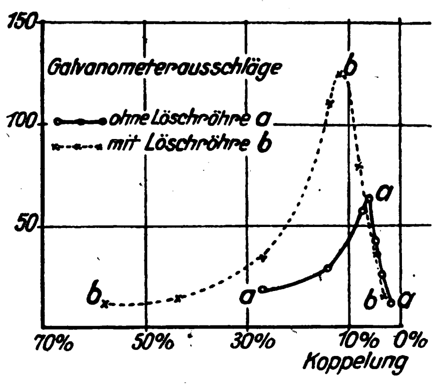


Fig. 3.

neuerdings von Janitzky[1]) näher untersucht worden ist. Durch längeres Liegenlassen regenerierten sich die Löschröhren von selbst. Bei Vielfunken macht sich diese Ermüdungserscheinung bedeutend

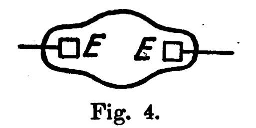


Fig. 4.

stärker bemerkbar, so daß oft nach kurzer Betriebsdauer schon die Löschwirkung der Röhre teilweise nachläßt. Mithin bietet die Einfunkenmethode infolge der geringeren Beanspruchung der Röhre wiederum einen wesentlichen Vorteil. Die Regelmäßigkeit der einzelnen Entladungen ist beim Gebrauch von Löschröhren etwas größer als ohne dieses Hilfsmittel, doch kam ich selbst in den besten Fällen nicht viel unter eine Konstanz der Ausschläge von $1^0/_0$.

Übereinstimmung der Resonanzkurven bei verschiedener Erzeugung der Stoßerregung. Im folgenden handelt es sich darum, festzustellen, wie die Resonanzkurven untereinander übereinstimmen, die man bei Stoßerregung mit und ohne Löschröhre erhält, und ferner, welcher Unterschied gegenüber den Resonanzkurven besteht,

1) A. Janitzky, Zeitschr. f. Phys. 11, 1922, S. 22.

die mit einer gewöhnlichen technischen Löschfunkenstrecke aufgenommen sind. Zu diesem Zweck wurde mit K_3 (s. Fig. 2) unter den entsprechenden Bedingungen in K_1 die Resonanzkurve von K_2 aufgenommen und nach der Zenneckschen[1]) Formel ausgewertet. Die Ergebnisse sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Tabelle 6.

η Ordinate	$\vartheta_2 + \vartheta_3$ a	b	c
90	0,0212	0,0212	0,0196
80	214	213	206
70	216	214	210
60	215	215	215
50	217	215	215
40	219	213	214
30	220	214	211

Es bedeutet in der Tabelle 6 η die Ordinate der Resonanzkurve, wenn diejenige im Maximum $\eta_0 = 100$ gesetzt ist, $\vartheta_2 + \vartheta_3$ ist die Summe der Dekremente von K_2 und K_3. Bei der Kurve *a* war in K_1 keine Löschröhre eingeschaltet, während bei *b* eine solche verwandt wurde. Bei *c* rühren die Schwankungen in der Dekrementensumme ($\eta = 90-80$) daher, daß trotz des reinen Tones im Tonprüfer die Konstanz der Ausschläge infolge der Löschfunkenstrecke (System Telefunken) nicht an die Regelmäßigkeit der Einfunkenmethode heranreicht. Immerhin ist doch bemerkenswert, daß die unter sehr verschiedenen experimentellen Bedingungen im Stoßkreis aufgenommenen Resonanzkurven aus den einzelnen Ordinaten Dekrementensummen ergeben, die eine recht befriedigende Übereinstimmung zeigen. Somit hat man die Berechtigung, die mittels Einfunkenmethode bequemer und bedeutend sicherer aufgenommenen Resonanzkurven mit den nach den bisher üblichen Methoden aufgenommenen als identisch anzusehen.

Zusammenfassung.

Die Einfunkenmethode bietet gegenüber dem Arbeiten mit vielen Funken folgende Vorteile: 1. Die störende Wirkung der „Versager“ und das Auftreten von Partialfunken wird vermieden. 2. Die Abnutzung und Erwärmung der Elektroden bleibt äußerst gering. Infolgedessen gestattet die Methode — wenn die oben angegebenen Bedingungen eingehalten werden — ein genaues und bequemes Messen. 3. Ferner eignet die Einfunkenmethode sich auch für Messungen mittels Stoßerregung, da man leicht die nicht oder nur teilweise gelöschten Funken eliminieren kann.

1) J. Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1912.

Dekrementbestimmung, besonders von stark gedämpften Kreisen mittels Stoßerregung und Einfunkenmethode.

Von **O. Meisser.**

Die Bestimmung der Dekremente nach der Bjerknesschen Methode geschieht mit gedämpften Schwingungen am saubersten, wenn man den betreffenden Kreis durch Stoßerregung zum Schwingen bringt. Da die in der vorangehenden Arbeit beschriebene Einfunkenmethode ein recht genaues Messen gestattet, will ich im folgenden näher untersuchen, mit welcher Genauigkeit das Auswertungsverfahren von Bjerknes es gestattet, die Dekremente aus der Resonanzkurve zu bestimmen, besonders, ob sich auch bei größeren Dekrementen richtige Resultate ergeben. Zunächst muß also geprüft werden, ob die Formel von Bjerknes auch für größere Dekremente und Verstimmungen ihre Gültigkeit behält, um dann in einem weiteren Teil zu zeigen, wie experimentell die Verhältnisse liegen.

Die theoretische Resonanzkurve.

Man betrachtet mit Bjerknes die Gleichungen für zwei induktiv gekoppelte Schwingungskreise K_2 und K_3 (s. Fig. 2 der vorangehenden Arbeit). Der Index 1 soll für den jetzt nicht mit berücksichtigten Stoßkreis K_1 vorbehalten bleiben. Wenn die Rückwirkung des Meßkreises K_3 auf den Kreis K_2 nicht vernachlässigt wird, regeln sich Strom und Spannungsverlauf in K_2 und K_3 nach folgenden bekannten Gleichungen[1]):

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2 V_2}{d t^2} + \frac{R_2}{L_2}\frac{d V_2}{d t} + \omega_2^2 V_2 &= k_{32}\frac{d^2 V_3}{d\ ^2} \\ \frac{d^2 V_3}{d t^2} + \frac{R_3}{L_3}\frac{d V_3}{d t} + \omega_3^2 V_3 &= k_{23}\frac{d V_2}{d t^2} \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

$$i_2 = - C_2 \frac{d V_2}{d t} \quad i_3^2 = - C_3 \frac{d V_3}{d t}$$

Dazu treten die vereinfachenden Anfangsbedingungen für

$$t = 0 \qquad \begin{aligned} V_2 &= V_0 \\ V_2' &= 0 \end{aligned} \qquad \begin{aligned} V_3 &= 0 \\ V_3' &= 0 \end{aligned}$$

Man bezeichnet nun das Integral $\int\limits_0^\infty i_2^2\, d t$ als Funktion der Verstimmung

1) Wegen der Bedeutung der Buchstaben vgl. die vorhergehende Arbeit S. 204 dieses Heftes.

$$y = 1 - \left(\frac{\omega_3}{\omega_2}\right)^2$$

als die Gleichung der Resonanzkurve.

Zum ersten Male wurde eine eingehende Berechnung und Betrachtung der Resonanzkurve von Bjerknes[1]) gegeben. Für seine Ableitung gelten folgende Voraussetzungen: Die beiden Schwingungskreise sind unendlich lose gekoppelt, ihre Dämpfung ist gering $\left((\vartheta_2 + \vartheta_3)^2 \ll 1\right)$ und ferner dürfen beide Kreise nicht sehr gegeneinander verstimmt sein ($y^2 \ll 1$). Abgesehen von einem Intensitätsfaktor lautet die Gleichung von Bjerknes in unserer Schreibweise, wenn η die Ordinate der Resonanzkurve bedeutet,

$$\eta = A \frac{(\vartheta_2 + \vartheta_3)^2 (1 - y)}{(\vartheta_2 + \vartheta_3)^2 + \pi^2 y^2} \quad ^{2)} \tag{2}$$

Das wichtigste Ergebnis seiner Diskussion ist die Relation

$$\vartheta_2 + \vartheta_3 = \pi \sqrt{- y_1 \cdot y_2 \cdot \frac{\eta}{\eta_0 - \eta}} \tag{3}$$

Dabei bedeutet η_0 die Ordinate der Resonanzkurve im Maximum und y_1, y_2 sind die zu η gehörigen Verstimmungen. Alle weiteren für den praktischen Gebrauch handlicheren Näherungsformeln (Drude, Zenneck, Brandes) sind aus Gleichung (3) abgeleitet. Entweder wird Symmetrie der Resonanzkurve vorausgesetzt — wie man teilweise experimentell findet — oder man ersetzt den geometrischen Mittelwert $\sqrt{- y_1 \cdot y_2}$ durch den arithmetischen $(- y_1 + y_2)/2.$[3])

---

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. 55, S. 121, 1895.

2) Es macht einige Schwierigkeiten, die Bjerknessche Formel umzuformen, da Bjerknes für das Dekrement und die Verstimmung andere Größen einführt, und zwar als Dekrement

$$\bar{\vartheta} = \frac{\vartheta}{\sqrt{1 - \left(\frac{\vartheta}{2\pi}\right)}}$$

und als Verstimmung

$$x = 1 - \frac{\omega_3}{\omega_2} \cdot \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{\vartheta_3}{2\pi}\right)^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\vartheta_2}{2\pi}\right)^2}}.$$

Für kleine Dekremente besteht zwischen der obigen Verstimmung y und derjenigen von Bjerknes x die Relation

$$x = y/2 + \tfrac{1}{2}(\vartheta_2 + \vartheta_3)(\vartheta_2 - \vartheta_3)$$

3) V. Bjerknes, Unters. über elektr. Res. 1922, Leipzig, Anm.

Einen neuen Beitrag zur Theorie der Resonanzkurve lieferte M. Wien[1]), der den Einfluß der Koppelung und Rückwirkung näher untersuchte, jedoch ebenfalls nur für die Nähe der Resonanz.

Die allgemeine Lösung für die Resonanzkurve zu finden, gelang erst, als man den bisherigen Weg, das Integral $\int_0^\infty i_3^2\,dt$ direkt zu berechnen, verließ.[2]) Die mittels formaler Integration von Gleichung (1) gewonnene strenge Gleichung lautet

$$\eta = A\Big/\Big\{(\vartheta_2 + \vartheta_3)(\vartheta_2 \cdot \vartheta_3 + \pi^2 \varrho^2) - \varrho^2 \vartheta_2 \pi^2 y + \pi^2 \vartheta_2 \vartheta_3 y^2/(\vartheta_2 + \vartheta_3)\left(1 - \frac{\vartheta_2 y}{\vartheta_2 + \vartheta_3}\right)\Big\} \tag{5}$$

wo A eine Intensitätskonstante bezeichnet. Um zunächst einen Vergleich mit der Formel von Bjerknes zu haben, soll die Koppelung so weit vernachlässigt werden, daß sie aus Gleichung (5) im Nenner verschwindet, d. h.

$$\pi^2 \varrho^2 \ll \vartheta_2 \cdot \vartheta_3 \tag{6}$$

denn das Glied $\varrho^2 \pi \vartheta_2 y$ kann man insofern klein halten, als man sich auf kleine Verstimmungen beschränkt, die Bjerknes ja voraussetzt. Führt man die Bedingung (6) in (5) ein, so hat man

$$\eta = A(\vartheta_2 + \vartheta_3)^2/\{(\vartheta_2 + \vartheta_3)^2 + \pi^2 y^2/\{1 - \vartheta_2 y/(\vartheta_2 + \vartheta_3)\}\} \tag{7}$$

Bis auf das lineare Glied in y stimmt Gleichung (7) mit Gleichung (2) überein. Für die Ableitung der Auswertungsformel (3) aber sind lineare Glieder in y belanglos; somit ergibt sich, daß die Formel (3) von Bjerknes einen allgemeinen Gültigkeitsbereich für beliebige Dekremente und Verstimmungen hat, falls die Koppelung lose genug ist [Gleichung (6)].

Die Formel (5) ist schon von Macků eingehend betrachtet worden, jedoch nur für solche Fälle — die Experimente lagen damals noch nicht weiter vor — für die die Bjerknesschen Voraussetzungen geringer Dämpfung kleiner Verstimmung und loser Koppelung erfüllt sind. Wir wollen im folgenden für die allgemeine Diskussion von (5) keine einschränkenden Annahmen machen. Zunächst seien die ausgezeichneten Punkte der Resonanzkurve festgestellt. Für

1) M. Wien, Ann. d. Phys. 1908.

2) Macků, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 2, S. 251, 1909; L. Mandelstamm, N Papalexi, Ann. d. Phys. 33, S. 490, 1910; H. Warfvinge, a) Arkiv for Math. Astron. och Fysik 1918, b) Arch. f. Elektrotechn. 10, S. 374, 1922. Weitere Disk. A. Žažek, Prag, 1918.

$$y_{\mathrm{I,\,II}} = \frac{\vartheta_2 + \vartheta_3}{\vartheta_2} \cdot \left[1 \mp \sqrt{\frac{\vartheta_3}{\vartheta_3 + \varrho^2 \vartheta_2}}\right]$$

tritt ein Extremum ein. Durch Berechnung des zweiten Differentialquotienten $[\partial^2 \eta / \partial y^2]\, y_{\mathrm{I,\,II}}$ findet man, daß die Resonanzkurve für y_{I} formal immer ein Maximum und andererseits für y_{II} ein Minimum hat. Physikalisch haben beide Werte nur eine reelle Bedeutung, wenn $y_{\mathrm{I,\,II}} \leqq 1$ ist, wie weiter unten gezeigt wird. Für y_{I}, die Abszisse des Maximums, kann man den Näherungswert

$$y_{\mathrm{I}} \sim \frac{\varrho^2}{2} \cdot \frac{\vartheta_2 + \vartheta_3}{\vartheta_3 + \vartheta_2\, \varrho^2}$$

ableiten, wobei Glieder in der Größenordnung von ϱ^4 vernachlässigt sind. Dieser Ausdruck gibt, in Gleichung (5) eingesetzt denselben Wert $[\eta]\, y_{\mathrm{I}}$ wie $[\eta]\, y = 0$ unter gleichen Vernachlässigungen. Auf Grund dieser Tatsache läßt sich, wenn Cr die für das Maximum (streng für den Isochronitätspunkt für ungedämpfte Schwingungen nach Bjerknes) eingestellte Resonanzkapazität bezeichnet, y schreiben

$$y = 1 - Cr / C_3 \tag{8}$$

Die Verstimmung kann sich nur zwischen den Grenzen $y = -\infty$ und $y = 1$ bewegen, wie die Formel (8) leicht erkennen läßt. Der Wert $y = -\infty$ ergibt, in Gleichung (5) eingesetzt, für η null; denn bei dieser Verstimmung, ist $C_3 = 0$ d. h. der Meßkreis ist offen und kann keine Energie empfangen. Die Verstimmung $y = 1$ tritt für $C_3 = \infty$ ein, der Meßkreis ist aperiodisch. Man kann also Verstimmungen über 1 nicht erhalten, daher hat — wie schon oben gesagt — das Maximum der Resonanzkurve keinen Sinn, wenn

$$\frac{(\vartheta_2 + \vartheta_3)}{\vartheta_2} \left\{1 - \sqrt{\frac{\vartheta_3}{\vartheta_3 + \varrho^2 \vartheta_2}}\right\} > 1$$

ebensowenig ist das Minimum für y_{II} physikalisch reell, abgesehen davon, daß eine negative Ordinate der Resonanzkurve physikalisch unmöglich ist. Neben der Nullstelle für $y = -\infty$ besitzt sie noch eine solche für $y = (\vartheta_2 + \vartheta_3) / \vartheta_2$. Auch dieser Wert fällt in das Gebiet, wo die Kurve keine physikalische Bedeutung hat, denn es ist stets

$$(\vartheta_2 + \vartheta_3) / \vartheta_3 > 1$$

Somit ergibt sich, daß die Resonanzkurve nur für Verstimmungen von $y = -\infty$ bis $y = 1$ eine physikalische Realität hat.

Weitere Aufschlüsse über den Verlauf der Resonanzkurve inner-

halb der angegebenen Grenzen in Abhängigkeit von den Dekrementen ϑ_2 und ϑ_3 und der Koppelung ϱ erhält man am einfachsten aus der Betrachtung der beiden zu derselben Ordinate η gehörigen Verstimmungen y_1 und y_2. Da man Gleichung (5) auch als quadratische Gleichung in y schreiben kann, so ergibt sich nach einigen leichten Umformungen

$$y_1 + y_2 = 2\sigma = \frac{\vartheta_2 + \vartheta_3}{\vartheta_3 + \varrho^2 \vartheta_2}\left[\varrho^2 \frac{2\eta - \eta_0}{\eta} - \frac{\vartheta_2 \vartheta_3}{\pi^2} \cdot \frac{\eta_0 - \eta}{\eta}\right] \tag{9}$$

$$-y_1 \cdot y_2 = \left(\frac{\vartheta_2 + \vartheta_3}{\pi}\right)^2 \cdot \frac{\eta_0 - \eta}{\eta} \cdot \frac{\vartheta_2 \cdot \vartheta_3 + \pi^2 \varrho^2}{(\vartheta_2 \cdot \vartheta_3 + \varrho^2 \vartheta_2^{\,2})} \tag{10}$$

Gleichung (9) stellt ein Maß für die Unsymmetrie der Resonanzkurve dar, denn σ ist die Abszisse der Halbierungspunkte von den zur Verstimmungsachse parallelen Sehnen. σ wird für einen Wert η zwischen η_0 und $\eta_0/2$ null, weil die beiden Glieder in der Klammer (9) verschiedenes Vorzeichen haben; ferner sieht man, wie mit fallender Ordinate η die Größe σ dauernd zunimmt, d. h. in ihrem unteren Teile ist die Resonanzkurve unsymmetrischer; jedoch ist zu bemerken, daß die Größenordnung der theoretischen Unsymmetrie sehr klein ist.[1])

Für die Auswertung der Resonanzkurve ist die Formel (10) wichtig. Man kann auch schreiben

$$(\vartheta_2 + \vartheta_3) q = (\vartheta_2 + \vartheta_3)\sqrt{\frac{1 + \pi^2 \varrho^2 / \vartheta_2 \cdot \vartheta_3}{1 + \vartheta_2 \varrho^2 / \vartheta_3}} = \pi \sqrt{-y_1 \cdot y_2 \frac{\eta}{\eta_0 - \eta}} \tag{10a}$$

wobei

$$q = \sqrt{\frac{1 + \pi^2 \varrho^2 / \vartheta_2 \vartheta_3}{1 + \vartheta_2 \varrho^2 / \vartheta_3}}$$

Hierbei ist η_0 die Ordinate des Isochronitätspunktes für die ungedämpften Schwingungen. Diese Ordinate ist bis auf Vernachlässigungen von Gliedern in ϱ^4 mit der Ordinate des Maximums identisch.

Gleichung (10a) kann man als die erweiterte Bjerknessche

---

1) Diese Betrachtungen über die Unsymmetrie der Resonanzkurve werden hinfällig, wenn man an Stelle der obigen Verstimmung $y = \frac{C_3 - Cr}{C_3}$ die unstrenge Formel $\overline{y} = \frac{C_3 - Cr}{Cr}$ benutzt oder die Kapazität des Meßkreises als Abszisse aufträgt. Nur in unmittelbarer Nähe der Resonanz sind die Unterschiede gering.

Formel bezeichnen, denn sie unterscheidet sich von Gleichung (3) nur durch den Faktor q, der unabhängig von der Verstimmung für alle Ordinaten eine konstante Verbreiterung der Resonanzkurve bedingt. Daraus folgt: Unabhängig von der Größe der Dekremente und der Koppelung muß das Bjerknessche Auswertungsverfahren Gleichung (3) aus allen Ordinaten η der Resonanzkurve eine konstante Dekrementensumme $(\vartheta_2 + \vartheta_3)q$ ergeben. Zeigt der Versuch eine Änderung der aus verschiedenen Höhen berechneten Dekrementensumme, so ist das ein Beweis dafür, daß die Resonanzkurve nicht mit der theoretischen übereinstimmt. Ferner ergibt sich aus (10a), daß man mittels des Bjerknesschen Auswertungsverfahren auch für enge Koppelung die Dekremente $\vartheta_2 + \vartheta_3$ bestimmen kann, da sich q durch Näherung bei bekanntem ϱ leicht berechnen läßt.

Führt man in Gleichung (10a) für die Verstimmungen die Werte der Kapazitäten ein, so sieht man ohne weiteres, daß für kleine Verstimmungen[1]) und geringe Unsymmetrie man den geometrischen Mittelwert $\sqrt{-y_1 \cdot y_2}$ durch den arithmetischen ersetzen kann, so daß sich dann näherungsweise die Formel von Zenneck

$$\vartheta_2 + \vartheta_3 = \frac{C_2 - C_1}{2\,C r} \cdot \pi \sqrt{\frac{\eta}{\eta_0 - \eta}} \tag{11}$$

ergibt, deren Gültigkeit bekanntlich durch die Bedingung $(C_2 - C_1)/2\,Cr \ll 1$ beschränkt ist.

Zusammenfassend kann man also sagen: das von Bjerknes gegebene Auswertungsverfahren ergibt bei loser Koppelung auch für größere Verstimmungen und Dekremente die wahre Dekrementensumme, bei engerer Koppelung hingegen läßt sich aus der gefundenen Dekrementensumme die wahre leicht ermitteln.

Experimentelle Resonanzkurven.

Kleine Dekremente. Zunächst soll geprüft werden, inwiefern die bei kleinen Dekrementen mittels Einfunkenmethode und Stoßerregung aufgenommenen Resonanzkurven Abweichungen von der Theorie zeigen. Obwohl für drei magnetisch gekoppelte Kreise Mackû[2]) und Riegger[3]) den Integraleffekt $\int_0^\infty i_3^2\,dt$ berechnet haben, so sind die

---

1) M. K. Grober, Beiträge zur Theorie d. Res.-K. 1909. Mitt. d. phys. Versuchstat. Halle-Cröllwitz 20.

2) Mackû, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1910.

3) H. Riegger, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1910.

resultierenden Formeln infolge ihrer Unübersichtlichkeit und weil der Löschvorgang sich nicht mathematisch darstelten läßt für eine Diskussion ungeeignet. Soviel ist einleuchtend, daß durch die Einwirkung von K_1 auf K_2 die Resonanzkurve Abweichungen von ihrem theoretischen Verlaufe zeigen muß, denn der Stoß — wenn man das Anschwingen von K_2 so nennen darf — besitzt eine endliche Zeitdauer, so daß selbst bei hinreichend kleiner Dämpfung des Sekundärsystems sich das Auftreten der zwar schnell wieder abklingenden erzwungenen Schwingung in der Resonanzkurve etwas bemerkbar machen wird.

Die Versuchsanordnung zur Aufnahme der Resonanzkurven war dieselbe wie in der vorhergehenden Arbeit (s. Fig. 2, S. 211). Zu bemerken ist noch, daß die Induktivität im Thermoelementkreis K_4 gegenüber dem Ohmschen Widerstand überwog und somit die Galvanometerausschläge ein Maß für $\int_0^\infty i_3^2\,dt$ sind. Als Beispiel diene folgende urve

Tabelle 1.

$K_1 : \vartheta_1 = 0{,}30$ $F = 0{,}5$ cm Zn $K_2 : \vartheta_2 = 0{,}0051$
$K_3 : \vartheta_3 = 0{,}0150$ Cr = 2004 cm.

η	$\Delta C_{1,2}$ (cm)	$y_{1,2}$	$\vartheta_2 + \vartheta_3$ nach Bjerknes (Formel (3))	$\vartheta_2 + \vartheta_3$ nach Zenneck (Formel (11))
90	$4{,}1_8$	$-\ 0{,}0020_6$	0,0199	0,0199
	$4{,}3_3$	$+\ 21_6$		
80	$6{,}2_7$	$-\ 0{,}0031_4$	0,0199	0,0199
	$6{,}4_2$	$+\ 31_9$		
70	$8{,}3_8$	$-\ 0{,}0041_8$	0,0200	0,0200
	$8{,}3_3$	$+\ 41_4$		
60	$10{,}4_7$	$-\ 0{,}0052_6$	0,0200	0,0200
	$10{,}3_8$	$+\ 51_5$		
50	$12{,}8_0$	$-\ 0{,}0064_4$	0,0200	0,0200
	$12{,}6_7$	$+\ 63_0$		
40	$16{,}0_0$	$-\ 0{,}0080_9$	0,0202	0,0201
	$15{,}4_4$	$+\ 76_6$		
30	$20{,}1_1$	$-\ 0{,}0101_3$	0,0201	0,0201
	$19{,}1_1$	$+\ 094_5$		
20	$26{,}4_4$	$-\ 0{,}0134_6$	0,0200	0,0199
	$24{,}4_4$	$+\ 120_6$		
15	$32{,}4_4$	$-\ 0{,}0164_5$	0,0203	0,0203
	$29{,}3_8$	$+\ 144_3$		

Es bezeichnen in der Tabelle 1 ΔC_1 und ΔC_2 die entsprechenden Kapazitätsdifferenzen gegenüber der Resonanzkapazität Cr. Die beiden Auswertungsformeln nach Bjerknes, Gleichung (3) und Zenneck,

Gleichung (11) ergeben hier für die kleinen Verstimmungen annähernd dasselbe, weil — wie schon angegeben — die Differenz zwischen geometrischem und arithmetischem Mittelwert gering ist. Zeichnet man zu den Dekrementen $\vartheta_2 = 0{,}05_1$ und $\vartheta_3 = 0{,}015_0$ die theoretische Resonanzkurve, so zeigt sich, daß die experimentelle Resonanzkurve für negative y etwas flacher abfällt als die berechnete, während für positive Verstimmungen der Verlauf gerade umgekehrt ist (s. Fig. 1). Bildet man jedoch die mittleren Verstimmungen

$$y_M = {}^1/_2(-y_1 + y_2)$$

und trägt dazu eine symmetrische Resonanzkurve auf, so stimmt diese mit der theoretischen überein, weil sich die Abweichungen auf beiden Seiten herausheben. Diese geringe unsymmetrische Abweichung wurde auch bei anderen Kurven mit kleinen Dekrementen wahrgenommen. Für die Auswertung spielt diese Unsymmetrie keine Rolle, da sich die kleinen Differenzen sowohl beim geometrischen als auch beim arithmetischen Mittel herausheben. Durch die im vorigen Abschnitt gegebene einfache Theorie lassen sich diese Abweichungen ebensowenig erklären wie die Erscheinung, daß bei der Auswertung der Resonanzkurve die Dekrementensumme mit fallender Ordinate steigt. Bei der folgenden Resonanzkurve macht sich diese Unregelmäßigkeit deutlich bemerkbar, da die Werte für $\vartheta_2 + \vartheta_3$ bis zu 4 % Abweichungen voneinander zeigen.

Tabelle 2.

$\vartheta_1 = 0{,}30 \quad F = 1{,}0$ cm

$\vartheta_2 = 0{,}008_4 \quad \vartheta_3 = 0{,}0221.$

η	y_M	$\vartheta_2 + \vartheta_3$
90	0,00311	0,0293
80	474	298
70	624	299
60	775	298
50	967	304
40	1170	305
30	1490	306

Da in vorstehender Tabelle 2 die Konstanz der Dekrementensumme — das war ja ein wesentlicher Punkt für die Übereinstimmung der Resonanzkurve mit der Theorie — nicht vorhanden ist, so hat man es hier eben mit Einflüssen zu tun, die von der Wirkung des Stoßkreises herrühren, wie anfangs schon hervorgehoben wurde. Besonders das Anwachsen der Dekrementensumme $\vartheta_2 + \vartheta_3$ mit fallender Ordinate

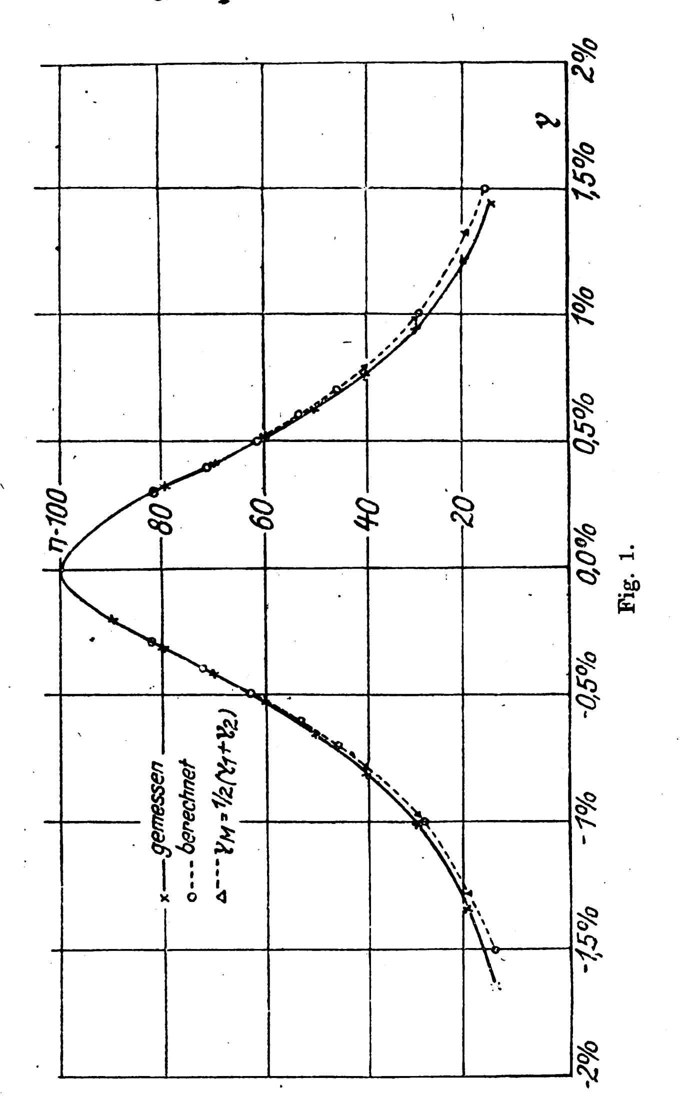


Fig. 1.

läßt sich einigermaßen verständlich machen, wenn man für größere Verstimmungen den beim Einschwingen des Sekundärsystems auftretenden Koppelschwingungen eine Verbreiterung der Resonanzkurve zu beiden Seiten des Maximums zuschreibt.

Als letzte Unstimmigkeit bei kleinen Dekrementen will ich noch

erwähnen, daß die Lage des Resonanzkurvenmaximums in geringem Maße von der Koppelung zwischen K_1 und K_2 abhängt, und zwar verkleinert sich die von K_2 ausgesandte Wellenlänge um ca. 1—2°/₀₀, wenn man von der „kritischen Koppelung" zu loserer geht.

Große Dekremente. Nachdem so festgestellt ist, daß im großen und ganzen, abgesehen von kleinen Abweichungen, die experimentellen Resonanzkurven mit der Theorie übereinstimmen, wenn das Sekundärsystem schwach gedämpft ist, wurde dazu übergegangen, die Methode auch für stärker gedämpfte Schwingungen zu prüfen. Es stellte sich dabei heraus, daß, obwohl in den Einzelheiten bei Dekrementen von $\vartheta_2 > 0{,}2$ die aufgenommenen Kurven nicht mehr ganz mit den theoretischen übereinstimmten, man empirisch zeigen kann, daß die aus den Ordinaten $\eta = 80$—50 berechneten Dekrementensummen bis ungefähr zu dem verhältnismäßig sehr hohen Dekrement 1 mit den tatsächlichen übereinstimmen. Voraussetzung ist dabei nur, daß man in den Stoßkreis K_1 eine Löschröhre einschaltet — ohne diese ist keine Konstanz der Löschwirkung bei starker Dämpfung und somit auch der Ausschläge zu erhalten — und auf die „kritische Koppelung" zwischen K_1 und K_2 annähernd einstellt. Es folgen einige Kurven, um an ihnen die Brauchbarkeit dieser Art der Dekrementbestimmung zu zeigen.

Beispiel: $\vartheta_1 = 1{,}7$ $F = 0{,}6$ cm Cu Koppl. (K_1, K_2) 25°/₀,
$\vartheta_2 = 0{,}551$ $\vartheta_3 = 0{,}03_1$ $Cr = 2195$ cm.

Tabelle 3.

η	$\Delta C_{1,2}$	y	$\vartheta_2 + \vartheta_3$ (Bjerknes)	$\vartheta_2 + \vartheta_3$ (Zenneck)
90	127	− 0,0614	0,567	0,568
	137	+ 589		
80	193	− 0,0965	0,594	0,625
	224	+ 927		
70	245	− 0,1258	0,601	0,610
	312	+ 1245		
60	295	− 0,1553	0,588	0,605
	395	+ 1520		
50	338	− 0,1798	0,583	0,615
	520	+ 1915		
40	395	− 0.2195	0,583	0,628
	675	+ 2350		
30	473	− 0,2750	0,650	0,660
	929	+ 2975		

Benutzt man die aus den Ordinaten $\eta = 80-50$ berechneten Dekremente, so ergibt sich nach der Formel von Bjerknes $\vartheta_2 + \vartheta_3$

zu 0,591, während sich aus den bekannten Eigendekrementen $\vartheta_2 = 0,005$ und $\vartheta_3 = 0,032$ und dem für den Zusatzwiderstand $R_2 = 47,1\ \Omega$ berechneten $\Delta\vartheta_2 = 0,546$ die Größe $\vartheta_2 + \vartheta_3$ zu 0,582 errechnet. Die Differenz von 0,009 läßt sich durch die hier nicht mehr zu vernachlässigende Koppelung zwischen K_1 und K_2 erklären.

Aus der letzten Spalte ersieht man, daß hier die Formel (11) von Zenneck nicht mehr zu gebrauchen ist (ihr Gültigkeitsbereich ist ja auch nur für $y \ll 1$).

Für das folgende Beispiel ist das noch etwas höhere Dekrement $\vartheta_2 = 0,873$ gewählt werden (Fig. 2).

Um eine Vorstellung von der Größe dieses Dekrementes zu bekommen, ist zum Vergleich die frühere Kurve (s. Fig. 1) mit der Dekrementensumme $\vartheta_2 + \vartheta_3 = 0,0201$ eingezeichnet (*b*). Man sieht, daß die berechnete Kurve (*c*) gegenüber der gemessenen (*a*) recht erhebliche Abweichungen auf beiden Seiten zeigt. Diese Unstimmigkeit kann durch die unvollkommene Stoßerregung bei so stark gedämpften Schwingungen erklärt werden. Trotzdem stimmen die aus verschiedenen Ordinaten gefundenen Dekrementsummen recht gut mit den tatsächlichen überein, weil die Abweichungen in beiden Kurvenhälften in entgegengesetzter Richtung liegen.

Tabelle 4.

$\vartheta_1 = 2,8$ $F = 1,0$ cm Cu Koppl. (K_1, K_2) 25 % $R_2 = 71,5\ \Omega$

$\vartheta_2 = 0,837$ $\vartheta_3 = 0,036$ $Cr = 2220$ cm.

η	$\Delta C_{1,2}$	$y_{1,2}$	$\vartheta_2 + \vartheta_3$
90	180	− 0,0884	0,801
	250	+ 1012	
80	273	− 0,1400	0,887
	380	+ 1422	
70	342	− 0,1823	0,887
	516	+ 1875	
60	412	− 0,2280	0,889
	678	+ 234	
50	495	− 0,287	0,889
	860	+ 279	

Das berechnete Dekrement $\vartheta_2 + \vartheta_3$ ergibt sich aus den bekannten Eigendekrementen $\vartheta_2 = 0,005$, $\vartheta_3 = 0,036$ und dem Zusatzdekrement $\vartheta_2 = 0,832$ für $R_2 = 71,5\ \Omega$ zu $\vartheta_2 + \vartheta_5 = 0,873$.

Berücksichtigt man dazu die Koppelung von cr. 1 % zwischen K_2 und K_3, so muß die berechnete Dekrementensumme noch mit dem Faktor $q = 1,016$ multipliziert werden, man erhält dann

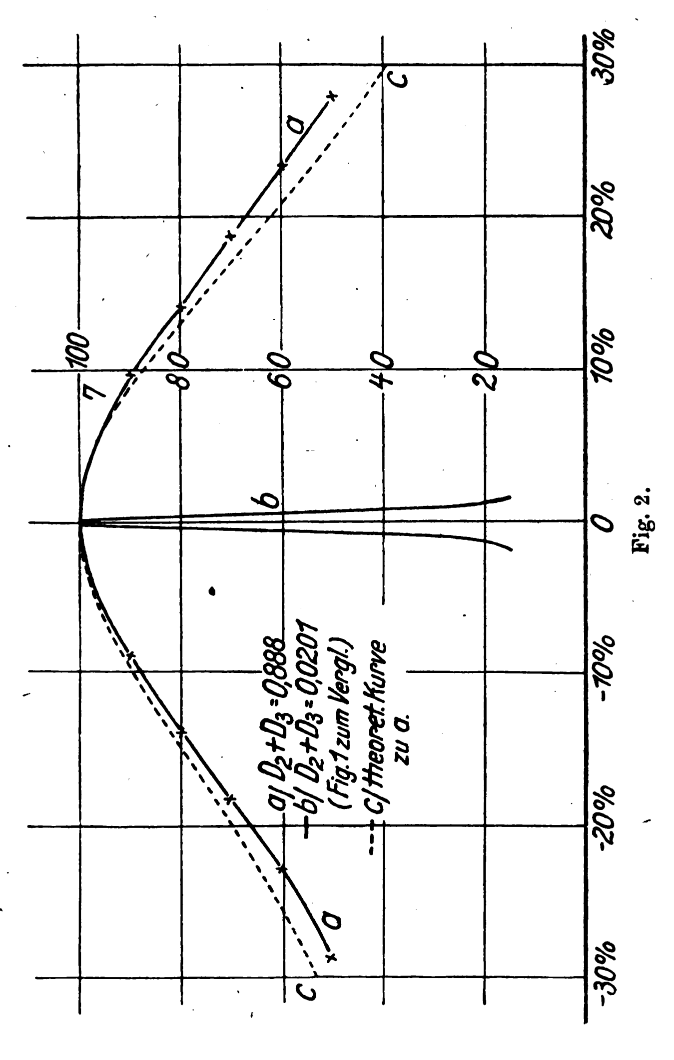


Fig. 2.

$$\vartheta_2 + \vartheta_3 \begin{array}{l} = 0{,}887 \text{ (ber.)} \\ = 0{,}888 \text{ (gem.)} \end{array}$$

Bei noch größeren Dekrementen wird die Inkonstanz der Dekrementensumme aus den verschiedenen Ordinaten der Resonanzkurve so erheblich, daß man nur mit einer Genauigkeit von ca. 10—20% rechnen kann.

Dieses Ergebnis ist nicht weiter verwunderlich, da bei solch großen Dekrementen die Dauer des Anschwingens bis zum Löschen des Primärfunkens gegenüber der Dauer des Abschwingens des Sekundärsystems nicht mehr zu vernachlässigen ist, und man daher nicht mehr von einer bis zu einem gewissen Grade „reinen" Eigenschwingung reden darf, die ja allein für die Aufnahme der Resonanzkurve in Betracht kommt.

Zusammenfassung.

Um die Dekrementensumme aus den mittels Einfunkenmethode bei Stoßerregung aufgenommenen Resonanzkurven auch für stärker gedämpfte Kreise bestimmen zu können, wird die strenge Gleichung der Resonanzkurve eingehend diskutiert. Es ergibt sich, daß die von Bjerknes gegebene Formel auch für beliebig große Dekremente und Verstimmungen gilt. Ebenso bleibt das Bjerknessche Auswertungsverfahren auch bei enger Koppelung ganz allgemein für beliebige Verstimmungen und Dekremente anwendbar und erlaubt bei bekannter Koppelung die wahre Dekrementensumme leicht zu finden.

Die experimentelle Prüfung zeigt bei kleinen Dekrementen, abgesehen von geringen Abweichungen, eine befriedigende Übereinstimmung mit der Theorie. Weiter wird gezeigt, daß sich nach diesem Verfahren auch von stärker gedämpften Kreisen bei Verwendung von Löschröhren noch Dekremente bis annähernd 1 auf einige Prozente genau bestimmen lassen.

Diese und die vorangehende Arbeit wurde im Physikalischen Institute der Universität Jena ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Geheimrat Prof. M. Wien, unter dessen Leitung ich arbeiten durfte, und der mich stets bereitwilligst unterstützte, meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Ferner bin ich Herrn Prof. Dr. Busch für wertvolle Ratschläge und der Fa. Schott & Gen. für die freundliche Überlassung von mehreren „Minosflaschen" zu Danke verpflichtet.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.



Referate.

A. Dufour, Oscillographe Cathodique pour l'Étude des Basses, Moyennes et Hautes Fréquences. L'onde électrique No. 11, p. 638—663, No. 12, p. 699—715, No. 13, p. 19—42.

Der Kathodenstrahl-Oszillograph nach Dufour besteht im wesentlichen aus einer Braunschen Röhre, doch ist auch die Registriervorrichtung im Vakuum angeordnet. Er gestattet Frequenzen von 0 bis einige hundert Millionen pro Sekunde aufzunehmen, also insbesondere auch den ganzen für die Radiotelegraphie in Betracht kommenden Wellenbereich zu überstreichen, wobei die Registrierung des gesamten Bereiches mittels drei Methoden bewältigt werden kann:

Bei niedrigen Frequenzen wird der klassische rotierende Zylinder benützt, auf den das Kathodenstrahlbüschel jedoch im Vakuum zeichnet. Bei mittleren Frequenzen kommt ebenfalls der rotierende Zylinder in Anwendung, außerdem wirkt aber ein magnetisches Hilfsfeld. Bei hohen Frequenzen endlich wird die Bewegung des photographischen Filmes unzureichend, da beispielsweise die Ausdehnung einer Oszillationsperiode von der Frequenz 10^6 auf eine Länge von 1 cm eine lineare Geschwindigkeit von 10 km in der Sekunde verlangen würde, vielmehr wird die notwendige Geschwindigkeit durch die gesonderte oder simultane Einwirkung elektrischer und magnetischer Felder erzeugt. Dabei ist, trotzdem die Emission der Elektronen ein diskontinuierliches Phänomen ist, die Aufzeichnung der Kurven eine kontinuierliche, da die Zahl der emittierten Elektronen dafür um so größer ist, beispielsweise einem Strom von zwei M. A. die Emission von $1,4 \times 10^{16}$ Elektronen pro Sekunde entspricht. Sehr wichtig ist ferner, daß man es eigentlich mit einem trägheitslosen Schreiber zu tun hat, man braucht hierzu nur zu überlegen, daß z. B. bei einer Frequenz von 10 Millionen pro Sekunde 4000 Tonnen-Fuß notwendig wären, um einer Masse von 1 Dezigramm eine Amplitude von 0,10 mm zu erteilen.

Beschreibung der Apparatur.

Die Apparatur besteht zunächst aus einer Glocke, welche mit Hilfe einer Vorpumpe und einer Molekularpumpe im richtigen Vakuum erhalten wird. Im Innern ist die Registriervorrichtung, also etwa die photographischen Platten enthalten, desgleichen ist auch ein Baryum-Platincyanir-Schirm vorgesehen, damit die zu registrierenden Deviationen auf ihre richtige Einstellung vor ihrer Aufnahme kontrolliert werden können.

Die Kathodenröhre selbst ist aus 2 Teilen zusammengesetzt: der obere Teil *A* bleibt für verschiedene Versuchszwecke gleich, der untere Teil *B*, *D* . . . *G* ist dem jeweiligen Zweck angepaßt, derart, daß *C* beisp. einen Kondensator enthält, dem die zu untersuchenden Spannungen aufgedrückt werden; *D* enthält 2 Kondensatoren, so daß gleichzeitig 2 elektrische Felder auf den Kathodenstrahl wirken können, die

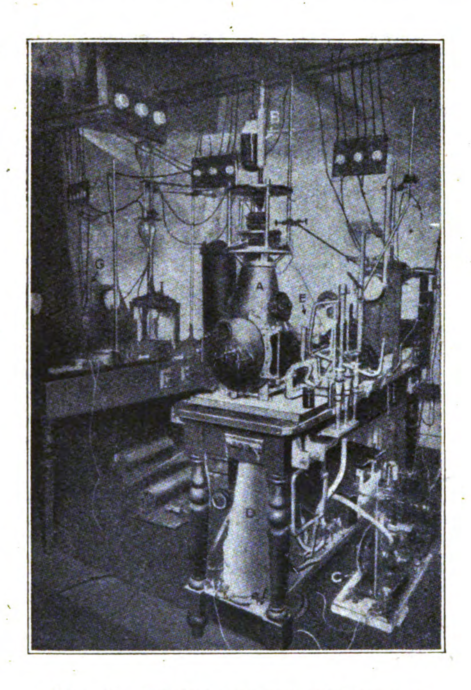


Fig. 1. Evakuierungsvorrichtungen.

Doppelröhren *F* und *G* endlich dienen zur gleichzeitigen Aufnahme zweier Strom- oder Spannungskurven, wobei ihre Phasenverhältnisse studiert werden können.

Im übrigen ist noch zu bemerken, daß man, wenn man von einer Strom- auf eine Spannungsaufnahme übergeht, den unteren Teil der Röhre auswechseln müßte. Zur Umgehung dieser Manipulation ist empfehlenswert, statt eine Röhre mit eingebautem Kondensator zu benützen, einfacher die alte Röhre mit einem Kondensator zu umschließen.

a) Zubehörteile und Leistung des Oszillographen bei niedrigen und mittleren Frequenzen.

Unter niedrigen und mittleren Frequenzen werden Frequenzen von 0 bis einigen 10 000 Perioden pro Sek. bei ungedämpften oder einigen 100 000 bei gedämpften Schwingungen verstanden.

Die Geschwindigkeit des rotierenden Zylinders, welche ca. 10 Umdrehungen pro Sek. beträgt, wird mit Hilfe einer Stimmgabel beobachtet und zwar derart, daß das Licht einer Stickstofflampe durch eine Spalte, welche von den Zinken einer geeichten, vibrierenden Stimmgabel gehalten wird, gehen muß und weiteres durch ein optisches

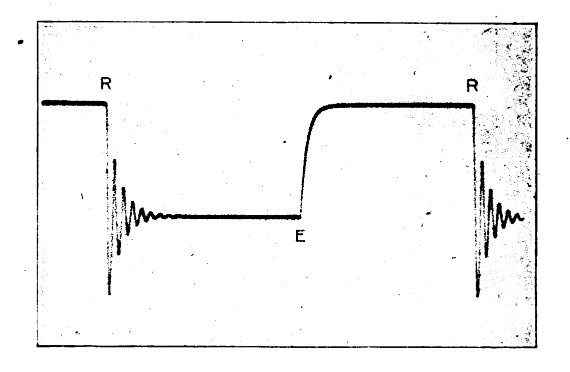


Fig. 2. Öffnen und Schließen von Gleichstrom.
(Selbstinduktion ohne Eisen; Funkenlöschkondensator.)

System auf die photographische Trommel projiziert wird, also auf derselben gleichzeitig mit der Kurvenaufnahme durch die Stimmgabel diktierte Lichtblitze erscheinen. Besonderes Gewicht ist auch auf eine Einrichtung zu legen, welche erzielt, daß die Kathodenröhre nur während einer Umdrehung der photographischen Trommel arbeitet.

Eine Reihe von Aufnahmen geben Proben der Schärfe und Exaktheit der Registrierungen. Hiervon ist als Beispiel Fig. 2 herausgegriffen, welche den Stromverlauf beim Schließen (*E*) und Öffnen (*R*) von Gleichstrom in einem Kreise zeigt, der einen kleinen Widerstand, eine nicht zu vernachlässigende Selbstinduktion und einen Kondensator von 4 M.F. zur Dämpfung des Abreißfunkens besitzt. Eine Periode der Kodensator-Entladungen dauert hierbei ca. 1/1780 Sek.

Fig. 3 und 4 zeigen den Lade- und Entladestrom eines Kondensators von 4 M.F., dessen Kreis nur einen kleinen Widerstand, ca. 2 Ohm,

hat, derart, daß die Oszillationen, welche eine Frequenz von 3,400 Perioden pro Sek. besitzen, sich entwickeln können und deutlich das Gesetz der exponentiellen Amplitudenabnahme ersehen lassen.

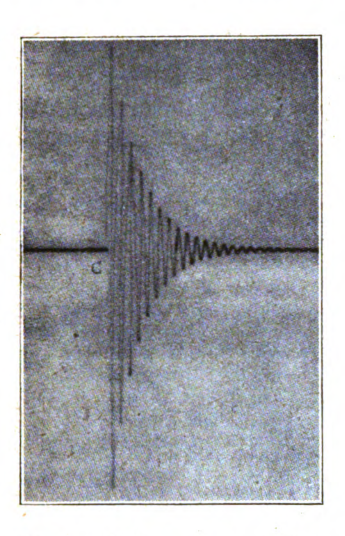


Fig. 3. Ladestrom eines Kondensators.

Fig. 4. Entladestrom eines Kondensators.

Fig. 5 zeigt die Ladung und Entladung eines Kondensators von 8 M.F., dessen Kreis jedoch einen Widerstand von 240 Ohm (Kohlen-

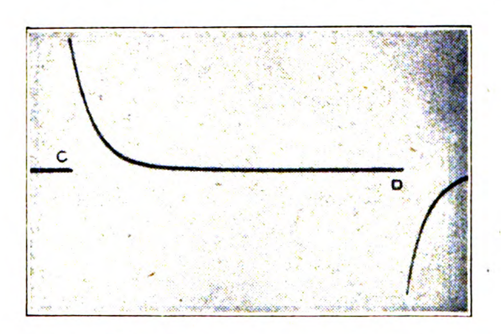


Fig. 5. Lade- und Entladestrom eines Kondensators.

fadenlampe) hat, also jede Schwingung unterdrückt ist. Die Zeit zwischen Ladung und Entladung beträgt ungefähr $^1/_{45}$ Sek.

Bei mittleren Frequenzen, das sind Frequenzen von mindestens einigen tausend pro Sek. wird ein magnetisches Hilfsfeld benützt, dessen Frequenz wahlweise zwischen 100 und 10,000 pro Sek. liegt und zwar wird zur leichten Lesung der Aufnahmen die Frequenz des Hilfsfeldes immer kleiner als die Frequenz des zu beobachtenden Phänomens gewählt. Die vom Hilfsfeld hervorgerufenen Ablenkungen sind hierbei immer parallel der Rotationsachse des Zylinders, die Ablenkungen, hervorgerufen von dem zu untersuchenden Vorgang, senkrecht auf dieselbe.

Zur Erzeugung des Hilfsfeldes wird für niedrige Frequenzen eine Wechselstrommaschine, für Frequenzen über 2000 ein Lichtbogengenerator verwendet.

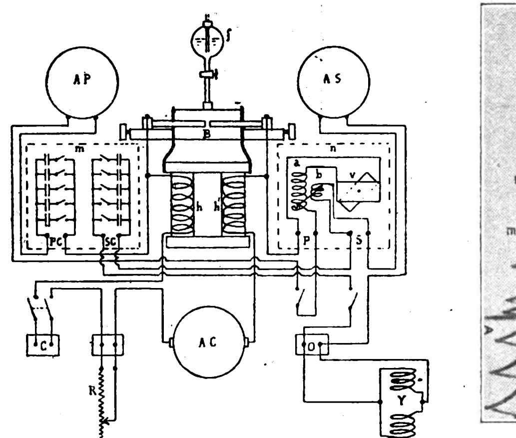
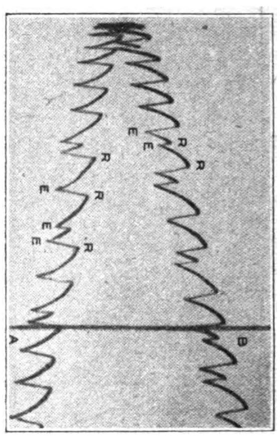


Fig. 6. Lichtbogengenerator.


Fig. 7. Strom eines Wehnelt-unterbrechers.

In Fig. 6 ist die Schaltung des Lichtbogengenerators dargestellt Der Lichtbogen tritt zwischen zwei symmetrischen Kohlen (B) über, der Behälter f enthält den in die Flammenkammer tropfenden Alkohol. Der Speisestrom wird über den doppelpoligen Einschalter C, den Anlaßwiderstand R, das Amperemeter AC, erste Wicklung des Elektromagneten, Lichtbogen, zweite Wicklung des Elektromagneten geführt. Als Gleichstromspannung genügen 200 Volt. Der primäre Schwingungskreis besteht aus dem Stufenkondensator PC, dem Amperemeter AP, der Koppelungsspule a und dem Variometer v. Da der Primärstrom nicht rein sinusförmig ist, ist ein sekundärer Schwingungskreis

vorgesehen, bestehend aus der Koppelungsspule b, dem Amperemeter AS, und der Spule Y, deren beide Hälften parallel geschaltet sind, obwohl dies bei den niedrigen Frequenzen nicht nötig wäre. Da nun einerseits die Sinusform der Hilfsschwingung festgelegt, andererseits ihre Frequenz durch die von der geeichten Stimmgabel aufgezeichneten Lichtstreifen bestimmt ist, ergibt eine einfache Rechnung die Frequenz des zu prüfenden Phänomens.

Fig. 7 zeigt den Strom eines Wehneltunterbrechers in Serie mit einer eisenlosen Selbstinduktionsspule.

Die Aufnahme ist nicht vollständig, AB zeichnet die Hälfte des Blattes an. Die großen horizontalen Ablenkungen sind mittels 42 periodigen Wechselstromes erzeugt, ein Intervall RE umfaßt einen Zeitraum von $^1/_{2000}$ Sek.

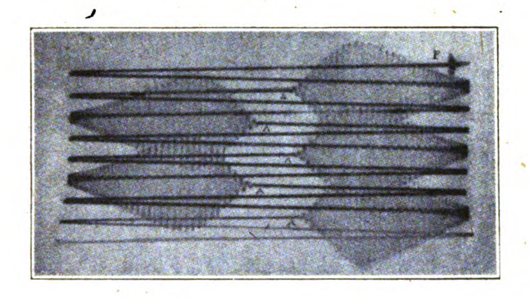


Fig. 8. Antennenstrom bei Empfang von gedämpften Wellen des Eiffelturmes. Frequenz: 115,000, $\lambda = 2600$ m.

Fig. 8 zeigt den Verlauf des Empfangsstromes in einer mit einem Sender in Resonanz stehenden Antenne und zwar sendet der Eiffelturm gedämpfte Wellen mit der Frequenz 115,000, wobei sich die auf der Abbildung ersichtlichen 5 Funkenübergänge in einem Zeitraum von je $^1/_{500}$ Sek. folgen. Die Hilfsfrequenz des Oszillators beträgt 750, P bedeutet eine atmosphärische Störung.

Die bisher beschriebenen Methoden kommen hauptsächlich für die Aufzeichnung gedämpfter Schwingungszüge in Betracht. Für ungedämpfte Wellen bedarf es noch eines zusätzlichen Unterbrechers, der ebenfalls angegeben wird, doch ist diese Methode komplizierter als die später für höhere Frequenzen beschriebene. Desgleichen ist auch eine Methode, die für ganz niedrige Frequenzen in Betracht kommt, nur für spezielle Fälle bemerkenswert. Hierbei ist sowohl das magnetische

Hilfsfeld als auch das zu untersuchende Feld so orientiert, daß beide parallel zur Rotationsachse des Zylinders ablenkend wirken.

b) Zubehörteile und Leistung des Oszillographen bei hohen Frequenzen.

Wie bereits beschrieben tritt vor allem an Stelle des rotierenden Zylinders ein System fixer photographischer Platten. Die weitere angewandte Methode ist in Fig. 9 erläutert, und zwar werden die Be-

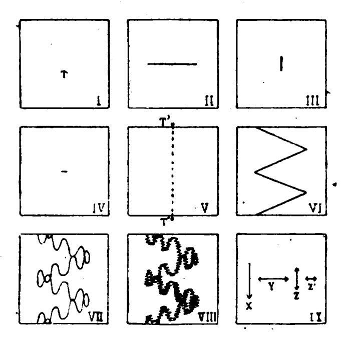


Fig. 9.

wegungsmöglichkeiten des zunächst ruhenden Auffallpunktes T des Kathodenstrahles gezeigt. In *II* führt er Oszillationen (Y) größerer Amplituden, in *III* Oszillationen (Z) kleiner Amplituden, in *IV* endlich ganz kleiner Amplituden (Z') aus.

Ist die photographische Platte unbeweglich, so muß zur Herstellung einer Spur der Auffallpunkt des Kathodenstrahles von T' nach T'' geführt werden und zwar mittels eines zusätzlichen magnetischen Feldes (X). Wirken dann gleichzeitig noch mehrere Felder, so ergeben sich der Reihe nach *VI* bei Einwirkung von (X) und (Y), *VII* bei (X) (Y) (Z), endlich *VIII* bei (X) (Y) (Z) (Z'). Die entsprechenden Komponenten sind in *IX* festgehalten. Während (X) und (Y) Hilfsfelder sind, ist (Z) das zu untersuchende Phänomen; bei sehr hohen Frequenzen stellt es auch ein Hilfsfeld dar und liefert erst Z' den zu prüfenden Vorgang.

Um die Manipulation möglichst einfach zu gestalten und die Vorgänge rechtzeitig einleiten zu können, ist die Apparatur teilweise zwangläufig gekoppelt. Hervorzuheben ist hierbei ein Synchron-Unterbrecher, durch den außerdem jeder Lichthof auf der photographischen

Platte vermieden wird, so daß mehrere Aufnahmen auf derselben Platte gemacht werden können.

Werden Stromoszillogramme aufgenommen, so durchfließt der zu untersuchende Strom zwei parallel geschaltete Spulen, deren Wicklungs-

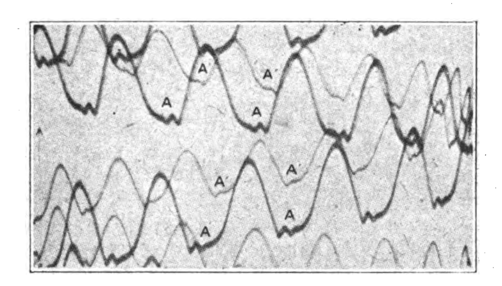


Fig. 10. Ungedämpfte Wellen. Primäre und sekundäre Stromfrequenz 150,600, $\lambda = 2000$ m.

richtungen einander entgegengesetzt sind, so daß sich wohl ihre magnetischen Felder addieren, die elektrostatischen Wirkungen auf den Kathodenstrahl sich aber aufheben. Zu untersuchende Spannungen

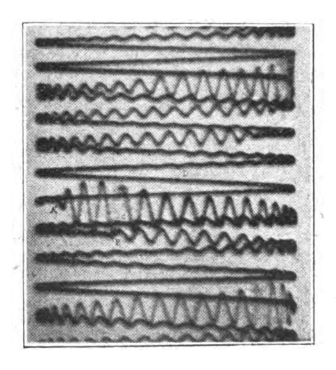


Fig. 11. Gedämpfte Schwingungen; Spannungskurve. Frequenz 150 000 000, $\lambda = 2$ m.

werden einem Kondensator aufgedrückt, der entweder innerhalb oder außerhalb der Kathodenstrahlröhre angebracht wird.

Fig. 10 zeigt 2 nacheinander aufgenommene Oszillogramme des Hochfrequenzstromes eines Lichtbogengenerators, wobei die die Kathoden-

strahlröhre beeinflussende Spule bei Aufnahme AA im Primärkreis des Generators liegt, bei Aufnahme $A'A'$ aber induktiv gekoppelt ist.

Als letzte Fig. 11 ist eine Aufnahme herausgegriffen, welche die Spannungskurve gedämpfter Schwingungen von 150 Millionen Perioden, d. i. eine Wellenlänge von 2 m, darstellt.

Hier mußte bereits neben der Hilfsschwingung (Y) — Frequenz 270 000 — die von einem Lichtbogengenerator geliefert wurde, ein zweites Hilfsfeld von einer Frequenz 10 000 eingeführt werden.

Schließlich sei noch zum Energiebedarf des Apparates gesagt, daß zur Aufnahme von Spannungskurven mindestens 20 bis 30 Volt zur Verfügung stehen sollen, da einer Spannung von 10 Volt eine Ablenkung von 1 mm entspricht. Für Stromkurvenaufnahme wird ein Maß besser in Amperewindungen ausgedrückt und zwar bedarf eine Spule von 7—8 cm Länge, deren Windungen die Röhre umschließen, eine Amperewindung für 1 mm Ablenkung des Kathodenstrahl-Auffallspunktes. Rosa Horsky.

Hector J. Mac Leod, The Variation with Frequency of the Power Loss in Dielectrics. Phys. Rev. **21**, 1, S. 53, 1923.

Die Arbeit enthält eine Untersuchung der dielektrischen Verluste verschiedener Isoliermaterialien (Glas, Pyrex, Paraffin, Ceresin, Glimmer, Vergußmasse. Über die Zusammensetzung der letzteren wird nichts gesagt) in Abhängigkeit von der Frequenz. Das untersuchte Material bildete das Dielektrikum eines Platten- oder Zylinderkondensators. Die Untersuchung erstreckte sich über den Frequenzbereich 500 bis 1 000 000 $\sim \sec^{-1}$ und wurde bis zu 3000 $\sim$ aufwärts in der Brücke ausgeführt, bei höheren Frequenzen durch Resonanzeinstellung im Schwingungskreise.

Die Brücke ist die bekannte Wiensche Anordnung; sie ist gleicharmig. Beide Widerstände sind fest. Infolge Erdung des Mittelpunktes der Wickelung des Speisetransformators wird die Potentialverteilung bei abgeglichener Brücke symmetrisch, so daß der Indikatorzweig Erdpotential erhält. In den Kapazitätszweigen liegt je ein abgeschützter Luft-Drehkondensator, der so angeordnet ist, daß nur die Teilkapazität des festen Systems gegen die Hülle, nicht aber die Teilkapazität beider Systeme gegeneinander festes Dielektrikum enthält. Das drehbare System ist mit der Hülle verbunden. Da die Teilkapazität des isolierten Systemes gegen die Hülle einem der beiden Widerstandszweige parallel geschaltet ist, so sind die Kapazitätszweige völlig verlustfrei, wenn die Kondensatorplatten und -Zuleitungen als

widerstandsfrei angesehen werden können.[1]) Die Messung erfolgt in der Weise, daß der Drehkondensator im Meßzweige auf 0° gestellt wird, wobei der Prüfkondensator ihm parallel geschaltet ist. Die Brücke wird durch Ändern des Kondensators im Vergleichzweig und des in diesem Zweige liegenden Vorschaltwiderstandes abgeglichen. Nach Abschalten des Prüfkondensators wird dessen Kapazitätsbetrag durch Vergrößern des parallel liegenden Drehkondensators substituiert, wobei gleichzeitig der Widerstand im Vergleichszweig geändert wird. Die Einstellungsdifferenzen ergeben in bekannter Weise Kapazität und Verlustwinkel des Prüfkondensators. Die Widerstandsdifferenz erfährt eine Korrektion infolge der dem Prüfkondensator parallel liegenden Anfangskapazität des Meßkondensators.

Die Widerstände sind gleichfalls abgeschützt. Alle Hüllen befinden sich bei abgeglichener Brücke auf Erdpotential. Der Einfluß etwa vorhandener Fehlerquellen (Erdkapazitäten, Kapazität oder Induktivität der Widerstände, Temperatur, Oberflächenleitung usw.) wird sorgfältig untersucht.

Die Erregung der Brücke erfolgt durch einen Röhrengenerator; als Indikator dient ein über einen sekundär geerdeten Transformator angeschlossenes Telephon.

Für Frequenzen oberhalb 3000 $\sim$ $\sec^{-1}$ wurde das übliche Resonanzverfahren verwendet, welches den Verlustwinkel aus der Dämpfungsänderung des Kreises beim Austauschen des Prüfkondensators gegen einen Normalkondensator von bekannten Verlustwinkel zu bestimmen gestattet.

Zur Kontrolle der Richtigkeit der Brückenmessungen wurde u. a. der variable Meßkondensator selbst untersucht. Ein Drehkondensator kann aufgefaßt werden als ein idealer Kondensator (C_x) von veränderlicher Kapazität, den eine konstante aber unvollkommene Kapazität parallel geschaltet ist (Anfangskapazität). Letztere wiederum ist durch einen verlustfreien Kondensator (C_1) mit vorgeschaltetem Widerstand ersetzbar. Das gesamte System verhält sich wie ein idealer Kondensator $C = C_x + C_1$, mit vorgeschaltetem Widerstand R. Zwischen letzteren besteht alsdann, wie sich leicht ableiten läßt, für eine gegebene Frequenz die Beziehung

$$\log R = \text{const.} - 2 \log C$$ [1])

1) Diese Schaltung ist bereits von Giebe und Zickner (Arch. f. Elektrot. 11, S. 109, 1922) angegeben worden. Anm. d. Ref.

In der Tat bestätigt der experimentelle Befund das Vorhandensein eines linearen Zusammenhanges zwischen $\log R$ und $\log C$.

Aus den an den Prüfkondensatoren vorgenommenen Messungen lassen sich folgende Ergebnisse ableiten.

Zwischen dem Logarithmus des den Verlusten im Dielektrikum äquivalenten Vorschaltwiderstandes und dem Logarithmus der Frequenz f besteht ein linearer Zusammenhang.

$$\log R = \text{const.} - k \cdot \log f$$

Zwischen dem Logarithmus der Ableitung P (power loss for unit voltage) und dem Logarithmus der Frequenz besteht ebenfalls ein linearer Zusammenhang:

$$\log P = \text{const.} + n \log f$$

Man erhält daher die Beziehungen

$$R = \frac{A}{f^k} \qquad \text{und} \qquad P = B \cdot f^n$$

wo A, B, k und n Konstanten sind. Da R und P durch die Näherungsgleichung

$$P = \omega^2 C^2 R$$

verbunden sind, so folgt

$$\operatorname{tg} \delta = D / f^{\frac{k-n}{2}}$$

wobei $D = \sqrt{AB}$ zu setzen ist. Die Werte von D, k und n für die untersuchten Substanzen werden angegeben. Die Größe D ist für die einzelnen Stoffe sehr verschieden; sie ist in erster Linie maßgebend für den Verlustwinkel des Materials. Die kleinsten Verluste unter den oben genannten Isolatoren besitzen Paraffin und Ceresin. k liegt für die untersuchten Stoffe zwischen 1,1 und 1,2, n zwischen 0,8 und 0,9. Die Summe $n + k$ hat, wie aus der Art der Darstellung zu erwarten ist, stets fast genau den Wert 2. Die Kapazität der Prüfkondensatoren nimmt je nach deren Verlustwinkel in mehr oder weniger hohem Grade mit wachsender Frequenz ab.

Es wird ferner gezeigt, daß sich die Beziehung $P = B \cdot f^n$ aus der Schweidlerschen Theorie der Rückstandsbildung herleiten läßt. Die aus dieser Theorie folgernde Abhängigkeit der Kapazität von der Fre-

---

1) Das angedeutete Ersatzschema ist nur zulässig, solange der das Dielektrikum durchsetzende Kraftfluß während der Drehung nicht geändert wird. Die Beziehung zwischen R und C ist bei Giebe und Zickner (l. c.) bereits in der Form $c\,\delta = \text{const.}$ gegeben. Anm. d. Ref.



quenz ergibt im Verein mit den beobachteten Kapazitätswerten in einem durchgerechneten Falle einen Wert von *n*, der mit dem oben angegebenen, aus der Änderung der Ableitung mit der Frequenz ermittelten Wert nahezu übereinstimmt. G. Zickner.

Bücherbesprechungen.

H. Thurn, Der funktelegraphische Wetter- und Zeitzeichendienst. Verlag von M. Krayn, Berlin W. 82 Seiten mit 15 Abbildungen. 1923.

Ein erheblicher Teil des Inhaltes des vorstehenden Buches ist den Lesern des Jahrbuches durch Artikel bekannt geworden, welche im letzten Jahre von dem Verfasser im Jahrbuch veröffentlicht wurden. Druck und Ausstattung des Buches sind gut und zweckentsprechend. Es ist ihm weitgehendste Verbreitung zu wünschen, um so mehr, als in Deutschland der Empfang von radiotelegraphischen Wetter- und Zeitsignalen gegenüber anderen Ländern noch viel zu sehr im Nachtrab ist, was im wesentlichen wohl durch die noch bestehenden großen Schwierigkeiten zu erklären ist, die den Interessenten bei der Aufstellung und Benutzung derartiger Empfänger heute noch Deutschland, mit Ausnahme von Bayern, gemacht werden. Es muß unbedingt dahin kommen, wie dies z. B. in Frankreich schon seit längerer Zeit der Fall ist, daß in jedem Ort, in welchem sich ein Uhrmacher befindet, demselben die Berechtigung erteilt wird, die Zeitsignale zu empfangen, um für den betreffenden Ort die Normalzeit bekannt geben zu können. Dies hat natürlich zur Voraussetzung, daß ein derartiger Empfang, der für den Betreffenden durch Beschaffung und Instandhaltung der Apparate ohnehin mit gewissen Unkosten verbunden ist, nicht noch durch Konzessionsgebühren übermäßig verteuert wird. Es ist zu hoffen, daß in Deutschland auch in dieser Beziehung eine ähnliche Entwicklung einsetzen wird wie in anderen Kulturländern, und daß das vorliegende Buch berufen sein möge, diese Bewegung weitgehendst zu fördern.

C. W. Kollatz, Deutsches Funkerjahrbuch für das Jahr 1923. Verlag von F. A. Günther & Sohn A.-G., Berlin SW. 11. 164 Seiten. 1923.

Auf zwei Kalender für das Jahr 1923 folgt ein Abdruck der geänderten Angestelltenversicherung und eine kurze Zusammenstellung von Formeln, welche bei künftigen Auflagen zu vervollständigen und zu verbessern wäre. Der wohl wertvollste Bestandteil des Funkerjahrbuches, welches eine erhebliche Arbeit in sich birgt, ist das Wörterbuch der Funktelegraphie in 3 Sprachen und ein allgemein verständliches Wörterbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, in sachlich geordneten Stichwörtern. Es ist zu wünschen, daß diese beiden sehr verdienstvollen Arbeiten noch weiterhin ausgebaut werden. Von dem weiteren Inhalt ist bemerkenswert die Entwicklung der Telefunken-Großstationen und der drahtlose Wahlanruf der Huthgesellschaft.

Druck und Ausstattung des Buches sind zweckentsprechend.

Slaby-Nairz, Entdeckungsfahrten in den elektrischen Ozean. Verlag von Leonhard Simion Nf., Berlin W. 57. 240 Seiten und 182 Abbildungen. 1922. Grundpreis 6 M.

Eines der ganz wenigen Bücher, die in der Zeit vor dem Kriege infolge ihres glänzendes Stiles und der hervorragenden Auswahl des Stoffes sich zahllose Freunde in allen Volksschichten erobert hat, ist „Die glücklichen Stunden“ von Adolf Slaby. Das 1908 erschienene Buch war seit vielen Jahren im Buchhandel vergriffen. Es war daher ein guter Gedanke von O. Nairz und der Verlagsbuchhandlung, eine neubearbeitete, nunmehr schon sechste Auflage der wichtigsten Kapitel des Slabyschen Buches herauszugeben. Im wesentlichen scheinen mir die Slabyschen Ausführungen aus der Zeit vor 1907 übernommen zu sein. Lediglich an einigen Stellen sind Zusätze oder Streichungen von Nairz vorgenommen worden. Fast ohne, daß man die Trennlinie bemerken kann, hat Nairz weitere Kapitel „Ein viertel Jahrhundert drahtloser Telegraphie“ und „Die Groß-Station Nauen—Geltow“, sowie einen Anhang angegliedert. Letzterer enthält ein kurzes Lebensbild Adolf Slabys nebst einem Portrait desselben.

Das Buch kann weitgehendst empfohlen werden, da es in bester Weise dazu beitragen wird, die Technik im allgemeinen und die drahtlose Nachrichtenübermittlung im speziellen weiteren Kreisen zugänglich zu machen.

Die Ausstattung ist recht gut. Allerdings ist es oft recht störend, daß die Figuren aus dem Text herausgenommen und auf besonderen Tafeln am Schluß des Buches, auf Kunstdruckpapier abgedruckt, wiedergegeben sind. Man muß infolgedessen ständig umblättern, was dem Zweck des Buches häufig zuwiderläuft. Bei einer künftigen Neuauflage ist unbedingt anzustreben, die Figuren wieder in den Text hineinzudrucken.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 22. Dezember 1923. Heft 6.

Inhalt.

Manuskripte für das *Jahrbuch*, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper*, *Berlin-Friedenau*, *Trägerstr. 21*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn Berlin W. 10*, *Genthinerstraße 39*, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über die Abhängigkeit der Frequenz des Röhrensenders von der Heizung der Röhre und der Anodenspannung.

Von **Felix Strecker.**

(Aus dem Laboratorium für angewandte Physik der Universität Halle a. S.)

In bezug auf die Bezeichnungen habe ich mich an Barkhausens Vorschläge gehalten.

I. Aufgabe.

Bei einem Röhrensender mit Tonfrequenz wurde bemerkt, daß die Tonhöhe sehr stark von der Heizung der Röhre, der Anodenspannung und der Rückkoppelung abhing. Diese Erscheinung soll durch die vorliegende Arbeit dem Wesen nach aufgeklärt werden. Dazu wurde versucht zunächst für den Fall sehr nahe sin-förmiger Schwingungen mit Hilfe linearer Ansätze eine Theorie aufzustellen und durch Messungen geprüft, wie weit die Rechnung der Beobachtung entspricht. Die Arbeit beschränkt sich also auf Schwingungen mit so kleinen Amplituden, daß die inneren Daten der Röhre (R_i usw.) als konstant angesehen werden können. Das bedeutet: die unten entwickelte Theorie gilt streng nur für den Grenzfall unendlich kleiner Amplituden und mit praktisch brauchbarer Näherung, solange die Kennlinien in dem überstrichenen Bereich praktisch noch als geradlinig, parallel und in gleichmäßigem Abstand bei gleichen Schritten des Parameters verlaufend gelten können. Schwingungen, die diese Bedingung erfüllen, sollen als „kleine Schwingungen" bezeichnet werden.

Es ist noch ein Wort zu sagen über die Parameter. Hält man die Widerstands-, Induktions- und Kapazitätswerte des Generators konstant, so bleiben der Heizstrom J_h, die Anoden- und Gitterspannung E_a und E_g und der Kopplungsfaktor $\varkappa$ willkürlich. (Die Rückkopplung war induktiv.) Es zeigte sich, daß experimentell nur bei solcher Gittervorspannung kleine Schwingungen hergestellt werden konnten, bei der sie sich auf dem steilsten Teil der Charakteristik abspielten. Die so beschränkte — allerdings, solange ein geradliniger Teil vorhanden ist, nicht vollkommen scharf definierte — Vorspannung wird als „günstig" bezeichnet. Ferner muß selbstverständlich die Rückkopp-

lung so gewählt werden, daß gerade noch Schwingungen möglich sind. Diese Koppelung soll „Grenzkoppelung", der entsprechende Wert der Gegeninduktion „Grenzgegeninduktion" heißen. Es bleiben also im wesentlichen nur J_h und E_a willkürlich. Der durch die Heizung und die an der Röhre liegenden Spannungen E_a und E_g bestimmte Punkt der statischen Kennlinien soll als „Schwingungsmittelpunkt" bezeichnet werden. Durch den Schwingungsmittelpunkt sind gewisse partielle Differentialquotienten, die sogleich zu definierenden inneren Widerstände, Steilheiten und Durchgriffe bestimmt. Für die Berechnung sind diese Werte im Schwingungsmittelpunkt, die bei kleinen Schwingungen Näherungswerte während einer Periode darstellen als konstante Werte zugrunde gelegt. Bei S_g wurden zum Teil auch Mittelwerte bestimmt.

Auch in der Theorie treten nur diese inneren Daten der Röhre direkt, die sie bestimmenden Werte J_h, E_a und E_g nur indirekt auf. Die in dieser Arbeit behandelte Aufgabe hat also folgende Form angenommen: Die Abhängigkeit der Frequenz stationärer kleiner Schwingungen des induktiv rückgekoppelten Röhrengenerators mit Tonfrequenz von den inneren Daten der Röhre festzustellen, welche als Funktionen der Heizung, der Gitter- und Anodenspannung gegeben sind.

II. Theorie.

1. Innere Gleichungen der Röhre. Die von Barkhausen vorgeschlagenen Definitionen des Durchgriffs D, der Steilheit S und des inneren Widerstandes beziehen sich auf die statische Charakteristik $J_a = f(E_g)_{E_a}$. Macht man die Annahme, daß die statischen Linien auch das Arbeiten der Röhre bei veränderlichen Strömen bestimmen, so kann man in die Definitionsgleichungen die Zeitwerte (kleine lateinische Buchstaben) setzen:

$$D = -\left(\frac{\partial e_g}{\partial e_a}\right)_{i_a}, \quad S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_g}\right)_{e_a}, \quad \frac{1}{R_i} = \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_a}\right)_{e_g}. \tag{1}$$

Analog seien definiert:

$$\left.\begin{aligned} D_g &= -\left(\frac{\partial e_a}{\partial e_g}\right)_{i_g}, \quad S_g = \left(\frac{\partial i_g}{\partial e_a}\right)_{e_g}, \quad \frac{1}{\varrho_i} = \left(\frac{\partial i}{\partial e_g}\right)_{e_a} \\ D_e &= -\left(\frac{\partial e_g}{\partial e_a}\right)_{i_e}, \quad S_e = \left(\frac{\partial i_e}{\partial e_g}\right)_{e_a}, \quad \frac{1}{P_i} = \left(\frac{\partial i_e}{\partial e_a}\right)_{e_g} \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Es folgt dann

$$d\,i_g = \frac{1}{\varrho_i}\,d\,e_g + S_g\,d\,e_a \tag{3}$$

$$d\,i_a = S\,d\,e_g + \frac{1}{R_i}\,d\,e_a \tag{4}$$

$$d\,i_e = S_e\,d\,e_g + \frac{1}{P_i}\,d\,e_a \tag{5}$$

und wegen

$$d\,i_e = d\,i_a + d\,i_g$$

$$\left.\begin{aligned} S_e &= S + \frac{1}{\varrho_i} \\ \frac{1}{P_i} &= \frac{1}{R_i} + S_g \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

ferner die 3 inneren Gleichungen der Röhre

$$\varrho_i\,D_g\,S_g = R_i\,D\,S = P_i\,D_e\,S_e = 1 \tag{7}$$

2. Schaltung und Aufstellung der Differentialgleichungen. Zur Erläuterung des Schaltungsschemas (Fig. 1) werden

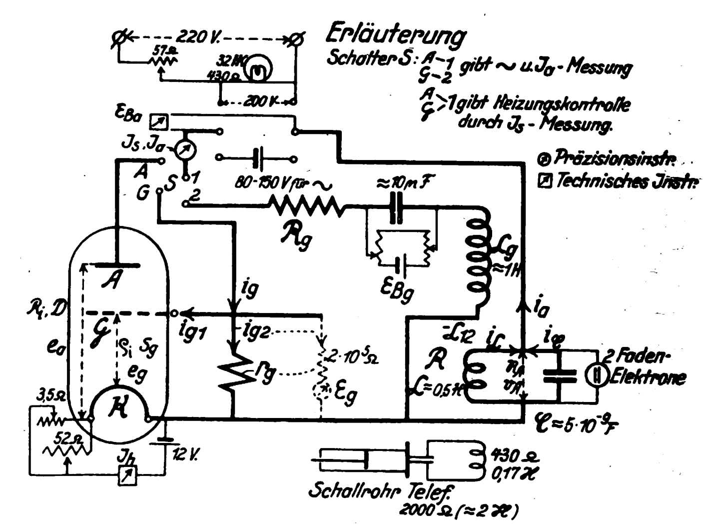


Fig. 1. Schaltungsschema.

einige Bemerkungen genügen. $\mathfrak{B}_A$ wurde mit einem Zweifadenelektrometer, dessen Kapazität (etwa 20 cm) bei der Bestimmung der Kapazität des Kondensators C mitgemessen wurde, bestimmt. Das Instru-

ment diente im wesentlichen nur zur Kontrolle dafür, daß $\mathfrak{B}_A$ nicht zu große Werte annimmt und erlaubte für Werte < 20 V nur noch rohe Schätzungen. Im Gitterkreis liegt der induktions- und kapazitätsfrei gewickelte Widerstand r_g dem inneren Widerstand parallel. Er konnte in Stufen von 4, 9, 19, 49, $99 \cdot 10^3\ \Omega$ variiert werden. R_g, ein Graphitwiderstand, zu dem noch der Widerstand der Gitterspule gerechnet wurde, wurde nur für Reihe IV benutzt; es mußte dann auch E_g, die an der Röhre liegende Spannung, gemessen werden wegen des Spannungsabfalls auf R_g. Dazu diente dann ein Instrument von Hartmann & Braun mit 200 000 Ω Vorschaltwiderstand, der als Parallelwiderstand in r_g eingerechnet wurde. R_g und r_g sind aufgenommen, um die Verhältnisse im Gitterkreis abändern zu können. Der R_g durchfließende Strom i_g teilt sich in i_{g2} durch r_g und i_{g1} durch die Röhre. Nur für i_{g1} gilt Gleichung (3). Da die Gegeninduktion negativ gewählt werden muß, ist die positive Größe L_{12} eingeführt worden. Es gelten nun folgende Gleichungen:

a) für die Ströme:

$$i_a = i_L + i_C \tag{8}$$

$$i_{g1} = \frac{e_g}{\varrho_i} + S_g e_a + J_{g0} \tag{9}$$

da sich Gleichung (3) integrieren läßt, sobald ϱ_i und S_g als Konstante gelten. Im weiteren Verlauf wird sich zeigen, daß bei den Versuchen mindestens einer dieser Werte eine merkliche, wenn auch kleine Abweichung von der Konstanz zeigte, so daß die Theorie überall nur näherungsweise gelten kann. Ebenso folgt aus Gleichung (4)

$$i_a - S e_g + \frac{e_a}{R_i} + J_{a0} \tag{10}$$

Nun ist $i_g = i_{g1} + i_{g2}$, nach Gleichung (9) also

$$i_g = e_g \left(\frac{1}{\varrho_i} + \frac{1}{r_g}\right) + S_g e_a + J_{g0} = \frac{e_g}{r_i} + S_g e_a + J_{g0} \tag{11}$$

mit

$$\frac{1}{r_i} = \frac{1}{\varrho_i} + \frac{1}{r_g}$$

Es verhalten sich also ϱ_i und r_g wie zwei parallel geschaltete Ohmsche Widerstände.

b) für die Spannungen:

$$e_g + i_g R_g + L_g \frac{d i_g}{d t} - L_{12} \frac{d i_L}{d t} = E_{Bg} \tag{12}$$

$$v_A = R\,i_L + L\frac{d\,i_L}{d\,t} - L_{12}\frac{d\,i_g}{d\,t} \tag{13}$$

$$= \frac{1}{C}\int i_C\,d\,t \tag{14}$$

$$= E_{B_a} - e_a \tag{15}$$

Macht man für die Ströme und Spannungen Ansätze von der Form $i = J + \imath$, $e = E + \mathfrak{w}$, $\frac{d\,i}{d\,t} = \frac{d\,\imath}{d\,t}$ usw.[1]), so zerfallen die Gleichungen in solche für Gleich- und Wechselstrom. Aus den Wechselstromgleichungen folgen nach einigen Eliminationen zwei Gleichungen von der Form

$$\alpha_{01}\,\mathfrak{w}_g + \alpha_{11}\,\dot{\mathfrak{w}}_g + \beta_{01}\,\mathfrak{v}_A + \beta_{11}\,\dot{\mathfrak{v}}_A + \beta_{21}\,\ddot{\mathfrak{v}}_A = 0 \tag{16}$$

$$\alpha_{02}\,\mathfrak{w}_g + \alpha_{12}\,\dot{\mathfrak{w}}_g + \beta_{02}\,\mathfrak{v}_A + \beta_{12}\,\dot{\mathfrak{v}}_A + \beta_{22}\,\ddot{\mathfrak{v}}_A = 0 \tag{17}$$

Die Punkte bezeichnen die Ableitungen nach der Zeit. Die Koeffizienten sind in folgendem Schema angegeben.

$$\left.\begin{array}{l}
\alpha_{01} = 1 + \frac{R_g}{r_i} \quad \alpha_{11} = \frac{L_g}{r_i} - L_{12}\,S \quad \beta_{01} = -R_g\,S_g \\
\qquad\qquad\qquad \beta_{11} = \frac{L_{12}}{R_i} - L_g\,S_g \quad \beta_{21} = L_{12}\,C \\
\alpha_{02} = -R\,S \quad \alpha_{12} = \frac{L_{12}}{r_i} - L\,S \quad \beta_{02} = 1 + \frac{R}{R_i} \\
\qquad\qquad\qquad \beta_{12} = \frac{L}{R_i} - L_{12}\,S_g + C\,R \quad \beta_{22} = L\,C
\end{array}\right\} \tag{18}$$

3. Amplitudenbilanz. Bedingung für das Einsetzen der Schwingungen und Formel für die stationäre Frequenz. Setzt man Lösungen von der Form $\mathfrak{w}_q = \mathfrak{E}_g\,\varepsilon^{nt}$, $\mathfrak{v}_A = \mathfrak{V}_A\,\varepsilon^{nt}$ an, (ε = Basis der nat. Log.), so ergeben sich zwei in $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{V}_A$ homogene und lineare Gleichungen. Es muß also die Determinante der Koeffizienten von $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{V}_A$ verschwinden. Dies führt zu der kubischen Gleichung

$$\left.\begin{array}{l}
n^3[\alpha_{11}\beta_{22} - \alpha_{12}\beta_{21}] \\
+ n^2[\alpha_{11}\beta_{12} + \alpha_{01}\beta_{22} - \alpha_{02}\beta_{21} - \alpha_{12}\beta_{11}] \\
+ n[\alpha_{11}\beta_{02} + \alpha_{01}\beta_{12} - \alpha_{02}\beta_{11} - \alpha_{12}\beta_{01}] \\
+ [\alpha_{01}\beta_{02} - \alpha_{02}\beta_{01}] \qquad\qquad = 0
\end{array}\right\} \tag{19}$$

1) Nach Barkhausen: e = Zeitwert überhaupt, E = Gleichspannungsanteil, $\mathfrak{w}$ = Zeitwert des Wechselspannungsanteils, $\mathfrak{E}$ = dessen Vektor, also $|\mathfrak{E}|$ = dessen Amplitude. Entsprechend für andere Buchstaben: i, v.

Kürzt man hierin die Koeffizienten mit a_0, a_1, a_2 und a_3 ab, so daß

$$a_0 n^3 + a_1 n^2 + a_2 n + a_3 = 0 \tag{20}$$

ist, so ergibt sich nach Schema (18)

$$\left.\begin{aligned}
a_0 &= C L \frac{L_g}{r_i} \sigma \\
a_1 &= L L_g \sigma \left(\frac{1}{r_i R_i} - S S_g\right) + \left(1 + \frac{R_g}{r_i}\right) L C + R C \frac{L_g}{r_i} \\
a_2 &= \frac{L_g}{r_i} + \frac{L}{R_i} - L_{12}(S + S_g) + (R L_g + R_g L)\left(\frac{1}{r_i R_i} - S S_g\right) \\
a_3 &= \left(1 + \frac{R_g}{r_i}\right)\left(1 + \frac{R}{R_i}\right) - R R_g S S_g
\end{aligned}\right\} \tag{21}$$

worin

$$\sigma = 1 - \varkappa^2 = 1 - \frac{L_{12}^2}{L L_g}$$

ist. a_0 und a_3 sind positiv, letzteres da $S_g < 0$ ist. Gleichung (20) hat also eine negative reelle Wurzel $\delta < 0$, die einen abklingenden Zustand liefert. Sollen Schwingungen vorhanden sein, so müssen sich noch zwei konjugierte komplexe Lösungen ergeben; sollen die Schwingungen stationär, d. h. die Amplituden unabhängig von der Zeit sein, so muß der Realteil dieser Wurzeln verschwinden. Die Lösungen müssen also von der Form $\pm j\omega$ sein, und die linke Seite von Gleichung (20) muß sich in der Form

$$a_0 (n - \delta)(n^2 + \omega^2) = a_0 (n^3 - \delta n^2 + \omega^2 n - \delta \omega^2)$$

darstellen lassen. Vergleicht man die Koeffizienten beider Polynome, so ergibt sich, daß

$$\frac{a_1}{a_0} = -\delta, \quad \frac{a_2}{a_0} = \omega^2, \quad \frac{a_3}{a_0} = -\delta\omega^2$$

sein muß. Eliminiert man hieraus δ und ω^2, so folgt zwischen den Koeffizienten von Gleichung (20) die Bedingungsgleichung

$$\begin{vmatrix} a_0 & a_1 \\ a_2 & a_3 \end{vmatrix} = 0 \quad \text{oder} \quad \frac{a_2}{a_0} = \frac{a_3}{a_1}$$

Ist diese Bedingung erfüllt, so ist

$$\omega^2 = \frac{a_2}{a_0} = \frac{a_3}{a_1} \;^{1)} \tag{22}$$

1) In dieser Weise behandelt Heegner (Arch. f. Elektrot. 9, S. 127, 1920) das Problem allerdings unter Vernachlässigung der Gitterströme.

Nun ist nach Gleichung (21)

$$\frac{a_3}{a_1} = \frac{1 + \frac{R}{R_i} - R R_g S S_g \frac{r_i}{r_i + R_g}}{1 + \sigma \frac{L_g}{C R_i} \frac{\left[1 - \frac{S_g r_i}{D}\right]}{r_i + R_g} + \frac{L_g R}{L(r_i + R_g)}} \cdot \frac{1}{L C} \tag{23}$$

Hierin ließen sich für meine Anordnungen die drei mit R behafteten Glieder vernachlässigen, zumal sie im Zähler und Nenner auf das Ergebnis entgegengesetzten Einfluß ausüben. Es ist dann

$$\left.\begin{aligned} \frac{a_3}{a_1} &= \frac{1}{1 + \sigma \cdot \frac{L_g}{C R_i r_i^*}} \cdot \frac{1}{L C} \\ \text{worin} \qquad r_i^* &\equiv \frac{r_i + R_g}{\left[1 - \frac{S_g r_i}{D}\right]} \equiv \frac{r_i + R_g}{F} \end{aligned}\right\} \qquad \text{(I)}$$

$F = 1 - \frac{S_g r_i}{D}$ ist meist nicht allzuviel von 1 unterschieden und zwar ist $F > 1$ da $S_g < 0$ ist; r_i ist durch $\frac{1}{r_i} = \frac{1}{\varrho_i} + \frac{1}{r_g}$ bestimmt.

Hauptgegenstand der Heegnerschen Arbeit ist der Zwischenkreissender, daher ist die Theorie des einfachen Senders nur nebensächlich besprochen. Unter Vernachlässigung des Gitterstroms ergibt sich für die Frequenz stationärer kleiner Schwingungen

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left(1 + \frac{R}{R_i}\right) = \frac{1}{L C}\left(1 + \frac{R}{R_i}\right)$$

(In der von mir verwendeten Symbolik.) Mit $r_i = \infty$, $S_g = 0$ erhält man selbstverständlich dasselbe Ergebnis aus Gleichung (23) meiner Arbeit. Die Frequenz müßte danach stets höher sein als die Eigenfrequenz, was meinen Beobachtungen auch bei den kleinsten Schwingungen widerspricht. Zweifellos müssen also bei meinen Verhältnissen die Gitterströme berücksichtigt werden.

Übrigens kommt Joos (Jahrb. f. drahtl. Telegr. 20, S. 416, 1922), der die Charakteristik durch den arctg annähert, zu der Frequenzformel (mit meinen Bezeichnungen)

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left(1 + D \cdot \frac{R^2 C}{L_{12} > D L}\right)$$

so daß ebenfalls $\omega > \omega_0$ sein müßte (vgl. dort S. 442). Auch hier sind die Gitterströme vernachlässigt.

Entsprechend folgt aus Gleichung (21)

$$\frac{a_2}{a_0} = \frac{1}{LC} \cdot \frac{1}{\sigma}\left[1 + \frac{r_i}{R_i}\,\frac{L}{L_g}\left(1 - \frac{L_{12}}{DL} - \overline{\frac{L_{12}}{L} R_i S_g}\right) + \left(\overline{\frac{R}{R_i}} + \frac{L}{L_g}\,\frac{R_g}{R_i}\right)\left(1 - \frac{S_g r_i}{D}\right)\right] \tag{24}$$

Hierin ließen sich die überstrichenen Glieder vernachlässigen; das erste wegen der Kleinheit von $R_i S_g$ gegen $\frac{1}{D}$, das zweite wegen der Kleinheit von R gegen R_i. Es folgt

$$\frac{a_2}{a_0} = \frac{1}{\sigma}\left[1 + \frac{r_i L}{R_i L_g}\left(1 - \frac{L_{12}}{DL} + \frac{R_g}{r_i} F\right)\right]\frac{1}{LC} \tag{II}$$

Durch Gleichsetzen der rechten Seiten von (I) und (II) erhält man, wenn man folgende Abkürzungen einführt:

$$q^* = \frac{L_g}{C R_i r_i^*}, \qquad B = \frac{R_i}{r_i}\,\frac{L_g}{L}$$

die Bedingung für das Verschwinden der Realteile der komplexen Lösungen in der Form

$$\frac{\sigma}{1 + \sigma q^*} = 1 + \frac{1}{B}\left(1 - \frac{L_{12}}{DL} + \frac{R_g}{r_i} F\right) \tag{25}$$

Führt man $\sigma = 1 - \frac{L_{12}^2}{L L_g}$ ein, so erhält man eine in L_{12} kubische Gleichung, aus welcher L_{12}, der Wert der Grenzgegeninduktion folgt. Die Theorie ist streng für unendlich kleine, angenähert für sehr kleine Schwingungen gültig. Ist der Sender so eingestellt, daß die obige Bedingungsgleichung gilt, so ist der Realteil der komplexen Lösungen gleich 0; wird also eine minimale Schwingung durch eine kleine Störung erregt, so muß sie gerade erhalten bleiben. Das Gleichgewicht ist aber labil.[1]) Durch eine sehr kleine Änderung der Einstellung, also z. B. von L_{12}, wird man erreichen können, daß der Realteil $\gtreqless 0$ ist. Ist der Realteil positiv, so werden minimale Erregungen sich aufschaukeln. Es treten endliche Amplituden auf, der Sender erregt sich selbst. Ist der Realteil negativ, so müssen zwar minimale Erregungen verklingen; dagegen kann die Theorie über das Aussetzen endlicher Schwingungen, für die sie ja nicht gilt, nichts

1) Daher muß bei den Versuchen natürlich die Rückkoppelung etwas fester gemacht werden, als sie sich aus der Bedingungsgleichung ergibt.

aussagen. Gleichung (25) ist also im allgemeinen nur die Bedingung für das Einsetzen der Schwingungen. Es ist einleuchtend, daß man sich von der dadurch bestimmten Einstellung nicht weit entfernen darf, wenn man im Versuch kleine Schwingungen herstellen will.

Im Experiment wurde die Einstellung durch L_{12} bewirkt, da L_{12} stetig verändert werden konnte; daher wird in Gleichung (25), die an und für sich nur irgendeinen der Werte als Funktion der anderen bestimmt, L_{12} als Unbekannte aufgefaßt. Damit wirklich kleine Schwingungen eintreten, muß überdies noch die Gittervorspannung günstig sein (vgl. S. 256). Die Gleichung für L_{12} ist kubisch; ihre allgemeine Lösung und deren Diskussion würde umständlich sein. Man kann die Schwierigkeit umgehen, da in Gleichung (25) L_{12} außer in der ersten Potenz nur noch in σ vorkommt. Ist also die Koppelung nicht sehr fest, so bleibt σ nahe an 1. Man bekommt für L_{12} aus Gleichung (25), wenn man σ mit auf die rechte Seite bringt

$$L_{12} = D L \left[1 + B \frac{1 - \sigma + \sigma q^*}{1 + \sigma q^*} + F \cdot \frac{R_g}{r_i}\right] \qquad (26)$$

und erhält hieraus einen ersten, mit M_1 bezeichneten Näherungswert, wenn man $\sigma = 1$ setzt:

$$\left.\begin{aligned} L_{12} \approx M_1 &= DL\left[1 + \frac{B q^*}{1 + q^*} + F \frac{R_g}{r_i}\right] \\ q^* = \frac{L_g}{C R_i r_i^*}, \quad B &= \frac{R_i L_g}{r_i L}, \quad F = 1 - \frac{S_g r_i}{D} \end{aligned}\right\} \qquad \text{(III)}$$

Hieraus gewinnt man für σ den ersten Näherungswert

$$\sigma_1 = 1 - \frac{M_1^2}{L L_g}$$

mit dem man aus Gleichung (26) einen zweiten Näherungswert M_2 für L_{12} bestimmen kann usw. Dies Verfahren konvergiert meist sehr rasch.

Wegen der später zu besprechenden Schwierigkeiten in der Berücksichtigung von S_g sind die Rechnungen zum Teil unter Vernachlässigung von S_g durchgeführt worden. Man ersieht aus Gleichung (I), daß mit $S_g = 0$ und $R_g = 0$ der Wert $r_i{}^*$ in r_i übergeht. In Anlehnung hieran werden die mit $S_g = 0$ berechneten Werte als L_{12} (ohne Stern) und die mit S_g, wie es sich aus der Kennlinie ergibt, berechneten als $L_{12}{}^*$ in den Tabellen aufgeführt. Dieselbe Bezeichnungsweise ω' und ω'^* gilt sinngemäß für die aus Gleichung (Ia) berechneten Relativfrequenzen.

Alle in der eckigen Klammer von Gleichung (III) stehenden

Größen sind positiv, also $M_1 > DL$. Man bestätigt leicht, z. B. durch Entwickelung des Gliedes $\frac{1 - \sigma + \sigma q^*}{1 + \sigma q^*}$ in Gleichung (26), daß $L_{12} > M_1$ ist. Es ist daher $L_{12} > M_1 > DL$ und also DL eine untere Schranke der Grenzgegeninduktion. M_1 strebt nach diesem Wert

$$M_1 \to DL, \text{ wenn } R_g \to 0 \text{ und } L_g \to 0$$
$$\text{oder wenn } r_i \to \infty \text{ und } S_g \to 0 \quad .$$

Denkt man sich R_g und r_g aus dem Schaltungsschema gestrichen, so daß R_g nur noch der Ohmsche Widerstand der Gitterspule ist und r_i in ϱ_i übergeht, so sieht man, daß der erste Fall darauf hinauskommt, daß die Dimensionen der Gitterspule immer kleiner werden, der zweite darauf, daß vom Gitter zur Kathode kein Wechselstrom mehr fließen kann. Um einen Überblick zu erhalten, wie die einzelnen Konstanten auf L_{12} einwirken, wird es genügen, die erste Näherung M_1 für den Sonderfall $R_g = S_g = 0$ zu betrachten. Es ist dann

$$M_1 = DL + DL_g \frac{R_i}{r_i} \frac{1}{1 + \frac{C R_i r_i}{L_g}}$$

Es wächst also M_1 mit D, L und L_g, sinkt dagegen mit wachsendem r_i und C. Schreibt man die Gleichung in der Form

$$M_1 = DL + DL_g \frac{1}{\frac{r_i}{R_i} + \frac{C}{L_g} r_i^2}$$

so sieht man, daß M_1 mit R_i wächst. M_1 muß auch noch steigen, wenn R_i und r_i gleichzeitig so sinken, daß dabei $\frac{r_i}{R_i}$ nicht größer wird.

Hat man L_{12} gefunden, so kann man nach Gleichung (22) die Frequenz mit Hilfe von Gleichung (I) oder (II) berechnen. Gleichung (I) ist bequemer und hat den Vorteil von Fehlern in L_{12} wenig abhängig zu sein. Es wurde daher Gleichung (I) benutzt. Bezeichnet man die (ideale) Eigenfrequenz $\frac{1}{\sqrt{LC}}$ des Arbeitskreises mit ω_0 und das Verhältnis $\frac{\omega}{\omega_0}$, die „Relativfrequenz“ mit ω', so ergibt sich

$$\omega'^2 = \frac{1}{1 + \sigma \cdot \frac{L_g}{C R_i r_i^*}}; \qquad r_i^* = \frac{r_i + R_g}{1 - \frac{S_g r_i}{D}} \tag{Ia}$$

σ muß hierin nach Gleichung (III) berechnet werden, da sonst Gleichung (22) nicht gilt und Gleichung (Ia) sinnlos wird.[1] Wenn man bedenkt, daß sich σ mit den Daten des Erregers nur langsam ändert, so ist eine Diskussion von Gleichung (Ia) wohl überflüssig.

An der Hand von Wechselstromdiagrammen läßt sich der hier entwickelten Theorie eine anschauliche Deutung geben. Wegen des Umfangs der dazu notwendigen Hilfsbetrachtungen soll dies einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben.

Bei der Betrachtung der Prüfmessungen wird noch folgendes von Wichtigkeit sein: der Widerstand r_g bezweckte, ϱ_i und S_g in ihren Einfluß herabsetzen, gewissermaßen durch den Ohmschen Widerstand r_g ersetzen zu können. In kleiner r_g gegen ϱ_i ist, um so mehr überwiegt in r_i der Einfluß von r_g. Je kleiner mit r_g auch r_i wird, um so mehr wird auch S_g in seinem Einfluß auf die Frequenz herabgedrückt, denn in $F = 1 - S_g r_i \frac{1}{D}$ kommt S_g mit r_i multipliziert vor.

III. Versuche.

1. Die Röhre.

a) Einstellung des Heizstroms.

Benutzt wurde ein Telefunkensenderohr, das bei maximaler Heizung mit etwa 2,9 A. rund 50 mA. Sättigungsstrom gab. Die Fadentemperatur wurde mit Hilfe des Emissionsstroms eingestellt, der bei 200 V. $\mathfrak{E}_a$ floß. Diese Ströme waren den Stättigungsströmen sehr nahe, werden daher einfach als solche mit J_s bezeichnet. Es wurde eine Eichkurve aufgenommen, die erlaubte, zu jedem J_s-Wert den Wert J_{h0} des Heizstromes bei ausgeschaltetem Emissionsstrom zu entnehmen. J_s steigt mit wachsenden J_{h0} etwa wie eine Exponentialfunktion. Einen Überblick gibt folgende Tabelle:

J_s	45	40	35	30	25	20	15	10	7,5	5	mA.
J_{h0}	$2,86_0$	$2,83_3$	$2,80_5$	$2,77_0$	$2,63_2$	$2,69_0$	$2,63_8$	$2,60_6$	$2,51_7$	$2,45_0$	A.

Für die 4 durch $J_s = 45$, 30, 15 und 7,5 mA. definierten Faden-

1) Diese Bemerkung gilt rein sachlich. Wenn auch der theoretische Wert L_{12} vom beobachteten numerisch merklich abweicht, so ist das bei σ kaum noch zu bemerken. Bei ω' wird die numerische Abweichung noch kleiner. Die mit dem beobachteten und dem theoretischen L_{12} berechneten ω' sind fast gleich. Die darin liegende Erleichterung wurde für die weniger genauen Tabellen 1, 2 und 4 benutzt. Für die Frequenzformel II gilt diese Betrachtung nicht, weil dort L_{12} großen Einfluß hat.

temperaturen wurden die Charakteristiken und Gitterstromkennlinien aufgenommen.

b) Die Charakteristiken (Anodenströme) (Fig. 2).

Die Charakteristiken zeigen recht guten Parallelismus solange $\mathfrak{E}_a \geqq 50$ V. ist. Das Gebiet $\mathfrak{E}_a < 50$ V. bleibt im allgemeinen von der ferneren Betrachtung ausgeschlossen. Aus den Charakteristiken ergibt sich daher D gut konstant mit dem Mittelwert $0{,}045_1$ für alle

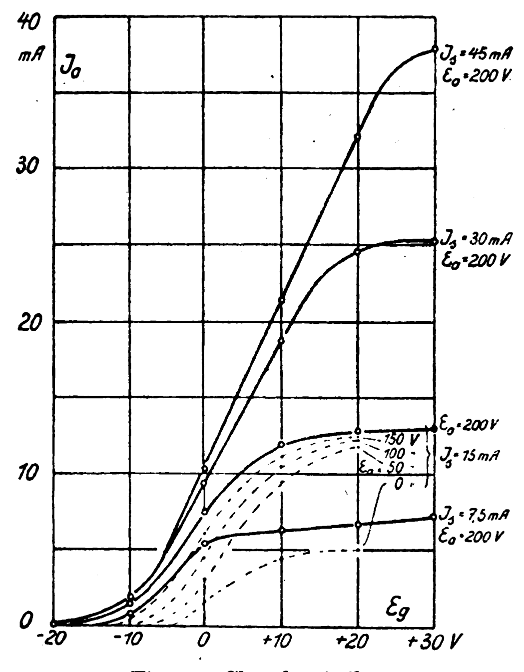


Fig. 2. **Charakteristiken.**

4 Heizungen in guter Übereinstimmung mit dem durch direkte Messung gefundenen Wert $0{,}045_2$. Für konstantes J_a ist wegen des Parallelismus auch R_i konstant, also unabhängig von E_a und E_g. Die Charakteristiken für $J_s = 45$ und 30 mA. haben noch einen ausgesprochenen geradlinigen Teil, der für kleinere J_s nicht mehr vorhanden ist. Sind die Charakteristiken im betrachteten Gebiet geradlinig, so ist auch für veränderliches J_a R_i konstant. Wir haben also bei $J_s = 45$ ein ziemlich großes Gebiet, das die Forderungen der Theorie praktisch erfüllt. Das Gebiet wird kleiner, wenn J_s abnimmt

und ist bei $J_s = 7,5$ schon ganz verschwunden, denn dort sind die Charakteristiken durchweg gekrümmt.

Aus der Betrachtung der Charakteristiken kann man Vermutungen aufstellen, inwieweit bei verschiedenen Versuchsbedingungen eine Übereinstimmung der Theorie mit den Versuchen eintreten wird.

α) Gittervorspannung willkürlich. (Reihe I., Tab. 1 u. Fig. 4.)

Bei den Vorversuchen wurde ohne Vorspannung ($E_g = 0$) gearbeitet. Das hat den Nachteil, daß man bei starken Heizungen nahe am unteren, bei schwachen Heizungen nahe am oberen Knick der Charakteristik arbeitet, also an Stellen, die die Voraussetzungen der Theorie schlecht erfüllen. Beim Arbeiten im Wendepunkt oder auf dem geradlinigen Teil („günstige Vorspannung") hat man die besten Bedingungen in bezug auf die Charakteristik, wenn auch nicht immer mit Rücksicht auf die Gitterstromkennlinien. Im Fall $\mathfrak{E}_g = 0$ hätte man also äußerst kleine Amplituden erreichen müssen; gerade das aber erweist sich als unmöglich. Denkt man sich nämlich, um das wenigstens qualitativ zu verstehen, Schwingkennlinien für solch einen Fall gezeichnet, wo man in der Nähe eines Knicks arbeitet, so ist klar, daß diese nicht mit ihrem steilsten Teil aus dem Anfangspunkt des Koordinatensystems $|\mathfrak{E}_g|$, $|J_a|$ herauswachsen.[1]) Die Schwingkennlinie erhebt sich über ihre Tangente im Anfangspunkt, ihr Schnittpunkt mit der Tangente bestimmt einen Wert $|J_{a1}|$, bis zu dem die Amplitude anwächst. Durch Verkleinerung von L_{12} kann man die Amplitude auf den Wert $|J_{a2}|$ herabdrücken, der durch die Tangente vom Anfangspunkt bestimmt ist. Kleinere Amplituden können nicht erreicht werden. Bei meinen Versuchen ohne Vorspannung berechnen sich die kleinsten Amplituden von J_a zu etwa 5 bis 10 mA.

β) Günstige Gittervorspannung. (Reihe III, Fig. 5—10.)

Bei günstiger Vorspannung ist die Schwingkennlinie im Anfangspunkt am steilsten, bleibt also ganz unter der Tangente im Anfangspunkt, welche mit der Tangente vom Anfangspunkt identisch ist. Theoretisch sind die Bedingungen für das Ein- und Aussetzen der Schwingungen identisch. Praktisch ist namentlich für große geradlinige Teile der Charakteristiken eine Grenze gezogen, da die Schwingkennlinie denn anfangs mit ihrer Tangente zusammenfällt. Die Ver-

1) Vgl. Möller, Elektronenröhren, S. 86, 1920. Es ist zu bedenken, daß die Schwingkennlinien, die nur die Grundwelle berücksichtigen, um so mehr den Charakter einer Näherung bekommen, je stärker die höheren Harmonischen sind.



hältnisse sind auf diesem Teil der Schwingkennlinie labil und die Schwingung bricht bei den (praktisch immer vorhandenen) geringsten Störungen ab. Es ist demnach zu erwarten, daß sich kleine $|J_a|$ am schwersten bei starken Heizungen herstellen lassen, da dann große geradlinige Teile der Charakteristiken vorhanden sind. Wie bei der Betrachtung der Gitterstromlinien erläutert wird, kommt sehr viel darauf an, daß die Amplituden der Anodenwechselspannung $\mathfrak{E}_a$ oder da $|\mathfrak{E}_a| = |\mathfrak{B}_A|$ ist, der Spannung $\mathfrak{B}_A$ am Arbeitskreis klein gehalten werden. Es ist $|\mathfrak{B}_A| = |\mathfrak{J}_a| \cdot |\mathfrak{R}_A|$, hängt also vom Kombinationswiderstand $\mathfrak{R}_A$ des Arbeitskreises ab; $|\mathfrak{R}_A|$ aber ist mit der Frequenz stark veränderlich: wenn ω' von 0,6 auf 0,95 steigt, nimmt bei meinem Kreis $|\mathfrak{R}_A|$ etwa auf das 10fache zu. Dem entspricht es, wenn z. B. in der Versuchsgruppe IIIa (Tab. 3), trotzdem der Schwingungsmittelpunkt derselbe ist, die Amplituden $|\mathfrak{B}_A|$ mit zunehmender Tonhöhe ebenfalls zunehmen. Die in den Tabellen angegebenen $|\mathfrak{B}_A|$ sind immer die kleinsten, die ich noch stabil halten konnte. Vergleicht man dagegen in Reihe III die Gruppen *c* bis *f* als Ganzes, so sieht man, daß *f* mit der kleinsten Heizung die größten Amplituden aufweist, während die 3 anderen Gruppen etwa gleiche Amplituden haben. Nun hat aber jede folgende Gruppe höhere Töne, also höhere $|\mathfrak{R}_A|$-Werte. Für die Gruppen *c*, *d* und *e* trifft daher die Vermutung zu, daß die $|\mathfrak{J}_a|$ sinken, $|\mathfrak{J}_a|$ wird etwa $\leqq 1$ mA. sein), dagegen nicht mehr bei *f*. (Dort ist $|\mathfrak{J}_a|$ etwa 2 mA.) Bei *f* war die Heizung am kleinsten ($J_s = 7{,}5$). Für diese sind die Amplituden $|\mathfrak{J}_a|$ schon zu groß, dagegen dürfte sonst die Amplitudengröße, die praktisch erreicht wurde, den Anforderungen der Theorie etwa genügen. Also wenig zuverlässig erscheinen nach dem oben entwickelten einmal die Reihe I ($E_g = 0$) andermal die Versuche mit $J_s = 7{,}5$ (z. B. III. f.).

c) Die Gitterstromkennlinien (Fig. 3a, b).

Für die Gitterstromkennlinien liegen die Verhältnisse viel ungünstiger. Betreffs der Versuche ohne Gittervorspannung sei darauf hingewiesen, daß die Linien alle stark gekrümmt sind. Die für die Versuche mit günstiger Vorspannung in Frage kommende Gebiete sind in Fig. 3 mit senkrechten Strichen abgegrenzt und mit Klammern bezeichnet. Die Linien für $J_s = 45$ mA. sind dort ziemlich schwach gekrümmt. Für diese Fadentemperatur fallen die Linien für $E_a = 200$ V. und 150 V. noch zusammen, blättern aber für kleinere E_a = Werte mehr und mehr nach oben ab. Ich bezeichne dies als „Fächerung“.

Es verändern sich nicht nur die Tangentenrichtungen

$$\left(\text{d. h. } \varrho_i = \left(\frac{\partial E_g}{\partial J_g}\right) E_g\right)$$

mit E_a für konstantes E_g — während sie für konstantes E_a und veränderliches E_g ziemlich konstant bleiben — sondern auch die Abstände der Linien voneinander bei konstantem E_g

$$\left(\text{d. h. } S_g = \left(\frac{\partial J_g}{\partial E_a}\right) E_g\right)$$

Dies Fächern wird besonders stark, wenn $E_a < 50$ V. wird: die Gitterströme steigen dann sehr rasch an. Deshalb sind auch die Charakte-

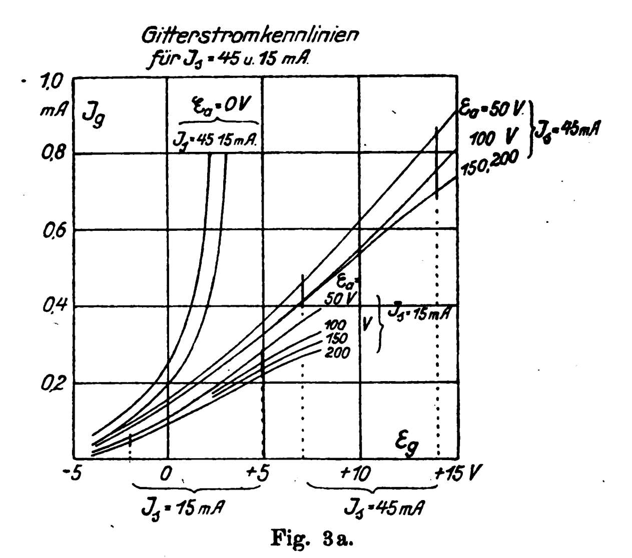


Fig. 3a.

ristiken für $E_a = 0$ von ganz anderer Form als für $E_a \geqq 50$ V. Es muß also vor allem vermieden werden, daß bei den Schwingungen — dies gilt für alle Heizungen — der Zeitwert c_a wesentlich unter 50 V. sinkt. Gelingt es $|\mathfrak{B}_A|$ und $|\mathfrak{E}_a|$ sehr klein zu halten, so geht man den Schwierigkeiten aus dem Wege: es kommt dann in der Hauptsache nur noch auf die Geradlinigkeit der Gitterstromkennlinien an.

Betrachtet man nun die Linien bei schwächeren Heizungen im benutzten Gebiet, so sieht man, daß gerade in dieser Beziehung die Verhältnisse ungünstiger werden. Da die notwendigen Vorspannungen immer kleiner werden, kommt man zu immer mehr gekrümmten Stellen. Dagegen fällt es weniger ins Gewicht, daß S_g sich allmählich ausgleicht — immer ausgenommen $E_a < 50$ V.

Im allgemeinen folgt auch aus diesen Betrachtungen wie aus der der Charakteristiken, daß die Versuche mit starken Heizungen bessere

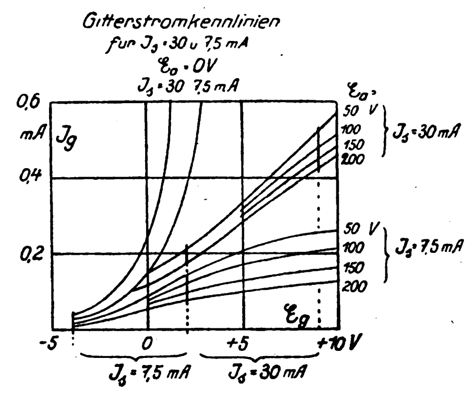


Fig. 3b.

Übereinstimmung mit der Theorie versprechen als die mit schwachen Heizungen, wenn nur $|\mathfrak{B}_A|$ klein genug bleibt.

d) Folgerungen über die Abhängigkeit des Tones von Heizung und Anodenspannung.

Im wesentlichen hat man bei meinen Versuchen mit folgenden Umständen zu rechnen. Es sind dabei der Übersichtlichkeit wegen das Anwachsen mit dem Zeichen $\uparrow$, das Sinken mit dem Zeichen $\downarrow$ angegeben.

Wenn $J_h \uparrow$, so $R_i \downarrow$, $\varrho_i \uparrow$ ($|S_g| \uparrow$ falls E_a niedrig). Wenn $E_a \downarrow$, so R_i nahezu konstant, $\varrho_i \downarrow$ ($|S_g| \uparrow$ wenn E_a hoch). Nun war (S. 253) abgeleitet:

$L_{12} \uparrow$ wenn 1. $R_i \uparrow$, $\varrho_i \downarrow$, $|S_g| \uparrow$

oder wenn 2. $r_i \downarrow$ und gleichzeitig $R_i \downarrow$, aber dabei $\dfrac{R_i}{r_i}$ nicht sinkt.

Aus der ersten Bedingung folgt, daß $L_{12} \uparrow$, wenn $E_a \downarrow$. Falls $J_h \uparrow$ ist in der Regel wenigstens noch die zweite Bedingung erfüllt, so daß man auch dann noch mit $L_{12} \uparrow$ zu rechnen hat.

Für die Relativfrequenz ω' sind die Abhängigkeiten leicht zu übersehen, solange man den Einfluß von L_{12} vernachlässigen kann. (Vgl. Formel Ia.) Aus der Formel folgt, daß dies bei schwacher Koppelung in erster Näherung möglich ist. An und für sich muß $\omega' \uparrow$,

wenn $L_{12}\uparrow$, aber ω' wächst nur sehr schwach. Im übrigen gelten folgende Beziehungen:

$$\omega'\uparrow \text{ wenn } R_i\downarrow,\ \varrho_i\downarrow \text{ und } |S_g|\uparrow$$

Es muß also, solange der Einfluß von L_{12} zu vernachlässigen ist,

ω' sinken, wenn die Heizung steigt oder die Anodenspannung sinkt.

Das gleichzeitige Anwachsen von L_{12} wirkt aber dem Sinken des Tones entgegen und kann unter Umständen wohl zur Kompensation führen. Ein Beispiel, das die Kompensation des Einflusses von r_g bei vorhandenem R_g durch L_{12} zeigt, liegt in Reihe IV (Tabelle 4) vor. Der obige unterstrichene Satz gilt natürlich nicht ganz allgemein für beliebige Schwingungsmittelpunkte und beliebig große Schwingungen. Er bewährt sich aber als zuverlässige Regel bei den von mir innegehaltenen Versuchsbedingungen. Es ist selbstverständlich, daß dabei die übrigen Versuchsbedingungen konstant gehalten werden müssen.

2. Die Versuchsanordnung.

a) Messung der Tonhöhen.

Die Bestimmung der Tonhöhen erfolgte nach einer von Schmidt[1]) angegebenen Methode. Es wurde ein Telephon induktiv lose an den Arbeitskreis gekoppelt, so daß ein schwacher Ton entstand. Eine Überschlagsrechnung zeigte, daß die Rückwirkung des Telephonkreises auf den Arbeitskreis verschwindend war. Die Daten sind aus dem Schaltungsschema zu ersehen. Das Telephon erzeugte in einem Schallrohr von etwa 2,7 cm Weite mit verschiebbarem Stempel stehende Wellen und mit Hilfe der entstehenden Minima konnten die Wellenlängen gemessen werden. Die Schallgeschwindigkeit bei 0^0 wurde nach Schmidt mit $c = 32850$ cm/sec angenommen. Von Korrekturen wegen der wechselnden Tonhöhe (etwa 1600 bis 3200 $\sim$/sec), die etwa 0,15 $^0/_0$ nach beiden Seiten betragen hätten, wurde abgesehen, da sie bei der sonst erreichbaren Genauigkeit nicht ins Gewicht fallen. Temperatur und Luftfeuchtigkeit wurden durch die bekannte kombinierte Näherungsformel $c' = c\sqrt{1 + 0{,}004\,\vartheta}$ berücksichtigt.

b) Messungen an den Spulen und Arbeitskreisen.

Wie aus Formel (Ia) hervorgeht, ist, um kleine Werte von ω' zu erreichen, L_g groß und C klein zu wählen. ϱ_i und R_i sind durch

1) K. E. F. Schmidt, Wied. Ann. 7, S. 227, 1902.

die Röhre bestimmt. Um ϱ_i relativ niedrig zu halten, wurden verhältnismäßig kleine Anodenspannungen E_a (80 bis 150 V.) benutzt. Unter 50 V. oder allzu nahe an 50 V. durfte wie erwähnt nicht gegangen werden, weil die Zeitwerte über 50 V. bleiben sollten. r_g und R_g waren als willkürlich gedacht. Würde man nun C mehr und mehr verkleinern, so müßte man, um im Bereich hörbarer Frequenzen zu bleiben, L vergrößern. Man kommt dann recht bald zu Anordnungen, bei denen die Eigenfrequenz des Arbeitskreises sich der Eigenfrequenz der Spule nähert. Manche Spulen gaben ohne weiteres auch ohne parallel liegenden Kondensator Schwingungen. Die Ströme sind dann nicht mehr quasistationär. Dasselbe gilt, wenn die Frequenz der Schwingungen sich der Eigenfrequenz der Gitterspule nähert; man kann also auch L_g nicht beliebig groß wählen. Als brauchbar erwies sich ein Erreger, bei dem etwa der Eigenton N_0 des Arbeitskreises $3000 \sim/\mathrm{sec}$, ferner $C \approx 5000 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{F}$, $L \approx 0{,}5\,\mathrm{H}$ und $L_g \approx 1\,\mathrm{H}$ war.

Im Gitterkreis wurde für alle Versuche dasselbe Spulensystem (bezeichnet mit G) im Arbeitskreis mehrere Systeme (A, A'' und A''') verwendet. Mit Ausnahme von A bestanden alle aus Flachspulen.[1]) G war an Schnur aufgehängt und senkrecht über dem Arbeitskreissystem verschiebbar, um stetige Änderung der Gegeninduktion zu ermöglichen. Um A'' und A''' möglichst geringe Erdkapazität[2]) zu geben, waren sie auf Glasflaschen von etwa 35 cm Höhe gelegt, die auf einem niedrigen Holztischchen ohne Eisen standen. Bei A lag eine Langspule auf dem Fußboden und 3 Flachspulen auf einem nicht eisenfreiem Tischchen. Die hiermit ausgeführten Messungen der Reihe I sind also nicht ganz einwandfrei. A hatte auch außerordentlich niedrige Eigenfrequenz.

G und A konnten im Röhrengenerator ohne parallell liegenden Kondensator zu Eigenschwingungen erregt werden, und so konnte aus der Tonhöhe die Eigenkapazität berechnet werden. Nach den Erfahrungen dieser Arbeit ist aber zu erwarten, daß die Eigenfrequenz nicht erreicht wird, daß also die Werte für die Eigenkapazität zu groß werden. Zur Kontrolle wurden die Spulen induktiv angeregt und die

---

1) Äußere Maße der Systeme: mittlerer Durchmesser: 40 bis 50 cm, axiale Länge: 9 bis 12 cm, Breite des Windungsquerschnitts 4 bis 9 cm.

2) Nach Wallot (Arch. f. Elektrotechn. 10, S. 233, 1921) ist die Spulenkapazität in der Hauptsache „Erdkapazität“ und meist nur zum geringsten Teil „Eigenkapazität“. Da die Kapazitätswirkung also wesentlich von der Umgebung mitbestimmt ist, wurde bei der Messung der Spulenkapazitäten keine Präzision erstrebt.

Resonanzfrequenzen gemessen. Nach Ridder[1]) ist hierbei nur die Mitte der Spule von erheblichen Strömen durchflossen, so daß die wirksame Induktivität sinkt.

Der aus dem normalen Induktionswert berechnete Wert Spulenkapazität muß also zu klein sein. Es ergaben sich nach diesen Methoden 2 Grenzwerte, so daß man mit Hilfe eines Mittelwertes für die Eigenkapazität die Korrektionen[2]) auf die wirksamen Werte des Induktionskoeffizienten durchführen konnte. Es ergaben sich für G die beiden Werte: 630 und $350 \cdot 10^{-12}$ F., für A: 560 und $455 \cdot 10^{-12}$ F.

Die Systeme A'' und A''' wurden nach einer anderen Methode untersucht, da sie im Röhrengenerator nicht zu Eigenschwingungen erregt werden konnten. Es kann hier auf Einzelheiten nicht näher eingegangen werden. Der Arbeitskreis wurde in der Stromresonanzschaltung mit Hilfe einer Teslamaschine zu erzwungenen Schwingungen gebracht. Aus der Messung von Spannung, Kapazitätsstrom, Strom am Spulenanfang und in der Spulenmitte konnten Eigenfrequenz des Kreises, Kapazität und Induktivität sowie ein Näherungswert der Spulenkapazität berechnet werden. Die Werte sind in der folgenden Tabelle angegeben.

	[~/sec]	[H]	[H]	[10^{-12} F]	[10^{-12} F]
Spule . .	$N_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$	L' (bei N_0)	L	C	γ
A''. . . .	3170	0,506	0,488	4960	219 ≈ 200
A'''. . . .	3190	0,499	0,491	5050	99 ≈ 100
				Mittel: 5010	

3. Prüfmessungen. (Tabelle 1—4, Fig. 4—10.)

Die Ergebnisse der Prüfmessungen sind in 4 Versuchsreihen angeordnet und Tabelle 1 bis 4 sowie Fig. 4—10 dargestellt. Reihe III stellt die Hauptreihe dar und wurde mit dem einwandfreiem Spulensystem A''' gemessen. Reihe I und II erläutern die Störungen durch gewisse Fehlerquellen, Reihe IV ist eine Stichprobe darauf, ob die Theorie die Wirkung von R_g richtig wiedergibt. Für die Hauptreihe III wurden L_{12} und $L_{12}{}^*$ (wegen der Bezeichnung vgl. S. 252)

1) Ridder, Arch. f. Elektrotechn. **10**, S. 339, 1922.

2) Nach der Formel von Dolezalek (Wied. Ann. **12**, S. 1142, 1903) ist $L' = \frac{L}{1 - \omega^2 \gamma L}$, worin L' die wirksame Induktivität, γ die Eigenkapazität ist. Der Widerstand der Spulen ist vernachlässigt.

berechnet. Die Differenzen sind so gering, daß sie auf ω' keinen Einfluß mehr haben. S_g kommt aber in Gleichung (Ia) noch einmal vor und hat so doch einen merklichen Einfluß auf ω'. S_g ist nun zum Teil im überstrichenen Bereich erheblich variabel. Daher wurden sowohl ω' als auch ω'^* (vgl. S. 252) berechnet; und zwar wurde bei ω'^* für S_g der Wert im Schwingungsmittelpunkt eingesetzt, falls S_g leidlich konstant war, andernfalls der Mittelwert im überstrichenen Bereich. Bei Reihe I wurde auch hiervon abgesehen, da die Zeitwerte e_a (von $E_a + \mathfrak{v}_a$) unter 50 V., ja unter 0 V. sinken und damit ϱ_i und S_g allzustark schwanken. Es fehlen also dort die Werte ω'^*, die sonst bei allen Reihen angegeben sind. Bei I, II und IV ist (entsprechend der Anmerkung S. 254) σ nicht berechnet, sondern der Beobachtung entnommen. Die Rechnungen sind mit dem Rechenschieber ausgeführt, also die letzte Stelle unsicher.

Für sämtliche Reihen sind folgende Konstanten die gleichen: $C = 5010 \cdot 10^{-12}$ F, $L_g' = 1{,}056$ H (bei 2800 ~/sec).

Die Versuche wurden so ausgeführt, daß zunächst Heizung und Anodenspannung, dann die dazu gehörige günstige Gitterspannung (außer bei Reihe I mit $E_g = 0$) eingestellt wurden. Es folgte die Regulierung von R_g und r_g, schließlich mußte L_{12} passend gewählt werden. Bei Reihe I erwiesen sich die Bedingungen für das Ein- und Aussetzen als verschieden, dagegen lagen die entsprechenden Werte bei den anderen Reihen einander ziemlich nahe, immerhin betrug der Unterschied der beiden L_{12}-Werte einige Prozente. L_{12} wurde so eingestellt, daß $|\mathfrak{V}_A|$ möglichst klein wurde, die Schwingung aber noch stabil blieb. Nach Messung der Tonhöhe wurde die Heizung kontrolliert.

Tabelle 1. Reihe I. Fig. 4.

Spule A. $N_0 = 3180$ ~/sec. $L' = 0{,}510$ H. (bei 2800 ~/sec).
γ (von A) $= 500 \cdot 10^{-12}$ F. $E_a = 80$ V. $E_g = 0$ V.

Nr.	[mA] J_s	[$10^4\ \Omega$] R_i	r_g	ϱ_i	r_i	ω' ber.	ω' beob.	Diff.	[V] $\lvert\mathfrak{V}_A\rvert$	e_a min $= E_a - \lvert\mathfrak{V}_A\rvert$	
1	7,5	4,5	∞	5,1	$r_i = \varrho_i$	0,956	0,872	+0,078	90	− 10	σ = const (Nr. 1–4)
2	15	3,5	∞	3,68	„	925	830	95	86	− 6	
3	30	2,82	∞	2,78	„	888	842	40	75	+ 5	
4	45	2,45	∞	2,37	„	857	850	07	58	+ 22	
5	40	2,55	4,9	2,45	1,63	815	805	10	58	+ 22	
6	40	2,55	1,9	2,45	1,07	756	742	14	58	+ 22	
7	40	2,55	0,9	2,45	0,659	677	668	0,009	51	+ 29	
8	40	2,55	0,4	2,45	0,343	590	590	0,000	18	+ 62	

Im Arbeitskreis wurde A verwendet mit den S. 261 angegebenen Mängeln. Trotz der niedrigen Anodenspannungen gelang es außer bei Nr. 8 nicht, $|\mathfrak{B}_A|$ genügend klein zu machen. Bei diesen Vorversuchen lag die analytische Theorie noch nicht vor, auf kleine Amplituden wurde noch kein Wert gelegt; daher zeigen sie sehr deutlich, wie durch zu große Amplituden sehr erhebliche Abweichungen entstehen. Bei Nr. 1—4 war versucht worden eine ω'-Kurve bei konstanter Koppelung aufzunehmen. Der L_{12}-Wert, der für Nr. 4 gerade gleich

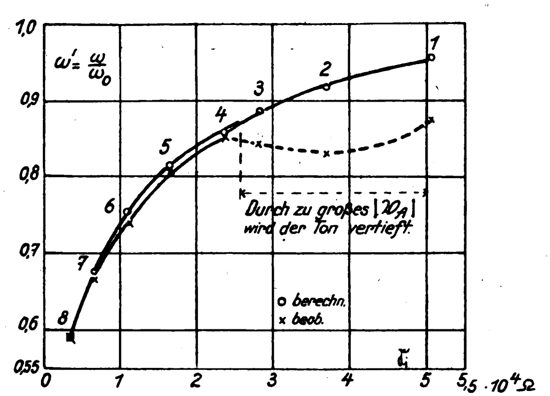


Fig. 4. Relativfrequenzen. Reihe I.

der Grenzgegeninduktion ist, ist aber für Nr. 1 bis 3 zu stark, da die Heizung schwächer ist als bei 4 (vgl. S. 253). Daher wachsen mit sinkender Heizung von 4 nach 1 die $|\mathfrak{B}_A|$. Die kleinsten Zeitwerte der Anodenspannung $e_{a\,\min} = E_a - |\mathfrak{E}_a| = E_a - |\mathfrak{B}_A|$ sind in der Tabelle angegeben; sie liegen für Nr. 1 bis 3 nahe bei 0. Damit muß das S. 258 besprochene Verhalten eintreten: die Gitterströme müssen während eines Teils der Periode plötzlich stark anschwellen und ebenso plötzlich wieder zurückgehen: Die Gitterströme verlieren vollständig die Ähnlichkeit mit einem Sinusstrom.

Daß der Ton sich dadurch vertieft, läßt sich qualitativ verstehen. Durch das plötzliche Anschwellen des Stromes muß für ϱ_i während der Periode ein Mittelwert gelten, der kleiner ist als der zur Berechnung benutzte Wert im Schwingungsmittelpunkt, der Mittelwert von $|S_g|$ würde größer sein. S_g war aber bei der Berechnung noch gar nicht berücksichtigt. Beides muß für ω' eine Vertiefung des Tones ergeben. Dementsprechend sind die beobachteten Töne tiefer als die berechneten. Da zwischen 0 und 50 V E_a keine Charakteristiken aufgenommen sind, ließ sich nicht von vornherein sagen, von

welcher Anodenspannung an die Gitterströme so stark anzuschwellen beginnen. Nr. 4 bis 8 zeigen recht gute Übereinstimmung, trotzdem $e_{a\,\mathrm{min}}$ bis auf 22 V. heruntergeht. Es scheint also, daß zwischen 50 und etwa 20 V. Anodenspannung noch keine groben Unregelmäßigkeiten zu erwarten sind.

Auch bei allen übrigen Anordnungen wuchsen, wenn man L_{12} stärker als notwendig wählte, die Amplituden $|\mathfrak{V}_A|$ sehr rasch an. Man erreichte sehr bald das Gebiet, wo $e_{a\,\mathrm{min}}$ sich 0 nähert. Daher sanken die Tonhöhen meist erheblich. Es werden dann die inneren Daten der Röhre zu variablen Größen. Nach der Theorie müßte mit L_{12} auch der Ton steigen (S. 253). Aber die inneren Daten der Röhre bleiben eben nicht konstant: die Theorie gilt für diese Fälle nicht.

Wie aus der Betrachtung der Gitterstromkennlinien hervorging (S. 257) ist immer entweder ϱ_i oder S_g etwas veränderlich. Es müssen also immer geringe Abweichungen von der Sinusform und damit schwache Obertöne auftreten. Diese waren bei den Minimalschwingungen, bei denen gemessen wurde, unhörbar. Sobald man aber L_{12} etwas größer nahm, so daß die Schwingung sich ein wenig verstärkte, war stets die Oktave deutlich zu hören, falls ω' sich dem Werte 0,5 näherte. Die Oktave war dann mit dem Arbeitskreis nahezu in Resonanz und wurde erheblich verstärkt.

Tabelle 2. Reihe II.

Spule A''. $N_0 = 3170 \sim$/sec. $L' = 0{,}506$ H (bei N_0).
$\gamma_{(\mathrm{von}\ A'')} = 200 \cdot 10^{-12}$ F. $E_a = 150$ V. Günstige Vorspannung.

Nr.	[mA] J_s	[$\mathfrak{r}$] E_g	[10^{-7} ℧] $-S_g$	[$10^4 \cdot \Omega$] R_i	r_g	ϱ_i	$\mathfrak{r}_i$	$\omega'_{\mathrm{ber.}}$	$\omega'_{\mathrm{beob.}}$	Diff.	[V] $\lvert\mathfrak{V}_A\rvert$	σ	ω'^*	Diff.
1	7,5	−3	1,3	4,4	∞	9,2	$= \varrho_i$	0,975	0,923	0,052	57	≈ 1	0,967	0,047
2	15	+5,6	2,2	3,4	∞	3,85	$= \varrho_i$	928	877	51	40	≈ 1	917	40
3	30	+5,6	3,6	2,2	∞	2,7	$= \varrho_i$	860	837	23	31	≈ 1	836	0,001
4	40	+9	1,5	1,8	∞	2,4	$= \varrho_i$	826	769	57	51	0,998	815	0,046
5	40	+9	1,5	1,8	9,9	2,4	1,93	796	746	50	40	7	786	40
6	40	+9	1,5	1,8	4,9	2,4	1,60	768	729	39	28	6	760	31
7	40	+9	1,5	1,8	1,9	2,4	1,07	703	670	33	28	2	697	27
8	40	+9	1,5	1,8	0,9	2,4	0,655	617	600	17	28	0,975	612	12
9	40	+9	1,5	1,8	0,4	2,4	0,343	516	505	11	32	0,874	513	0,008

Bei diesen Versuchen war die Heizung nicht immer konstant, daher wurden nicht so kleine $|\mathfrak{V}_A|$ erreicht, wie bei Reihe III, a, mit welcher Nr. 4—9 von Reihe II vergleichbar sind. Der Nutzen der Vorspannung ist daraus zu ersehen, daß trotz größerer Anodenspannung E_a die $|\mathfrak{V}_A|$ kleiner sind als bei Reihe I. Nr. 4—9 zeigen sehr

gut, wie die Fehler in ω' und $\omega_i'^*$ mit r_g und $|\mathfrak{B}_A|$ heruntergehen. Ersichtlich ist auch die Verbesserung durch Berücksichtigung von S_g (vgl. $\omega'_{\text{ber.}}$ und $\omega'^*_{(\text{ber.})}$). Für Nr. 3 sind die Voraussetzungen der Theorie in bezug auf die Gitterstromlinien (Parallelität usw.) besonders gut erfüllt, daher ist der Fehler klein. Aus demselben Grunde zeigt sich bei der folgenden Reihe III die Gruppe b) (mit fast demselben Schwingungsmittelpunkt wie II) im Vorteil gegen die Gruppe a).

Reihe III. Tabelle 3. Fig. 5—10.

Diese Reihe ist mit dem Spulensystem A''' mit der kleinsten Spulenkapazität aufgenommen. Gruppe a) und b) gehören zusammen. Außer bei f) sind die $|\mathfrak{B}_A|$ sehr klein, aber auch dort bleibt $e_{a\,\text{min}} \geqq 22$ V. Innerhalb einer jeden Gruppe sind die Schwingungsmittelpunkte die gleichen, also J_h, J_s, E_g, R_i, ϱ_i und S_g konstant, veränderlich ist r_g. Andererseits ist r_g das gleiche für die gleichen Nummern der verschiedenen Gruppen.

Es wurde zunächst nach Formel (III) die Grenzgegeninduktion berechnet und mit dem Wert verglichen, bei dem die Schwingungen einsetzten. Für R_g kommt nur der Widerstand der Gitterspule in Frage. Da sie aus Litze gewickelt war, wurde der Gleichstromwert 45 Ω in Rechnung gesetzt. Das Glied $D \cdot L \cdot F \frac{R_g}{r_i}$ in Formel (III) bleibt von der Größenordnung 10^{-4} H., kann also vernachlässigt werden. Dagegen hat R_g auf q^* falls r_i klein wird merklichen Einfluß und muß insofern bei der Berechnung von L_{12} und ω' berücksichtigt werden.

a) Die Grenzgegeninduktion.

S_g hat nur geringen Einfluß auf das berechnete Ergebnis. Denn in $\frac{q^*}{1+q^*}$, welche Größe allein noch S_g enthält, hebt sich die Wirkung von F nahezu auf. Daher sind die berechneten Werte L_{12} und L_{12}^* nahezu gleich. Für die Darstellungen in Kurven sind folgende Erwägungen maßgebend gewesen. Betrachtet man, um ein ungefähres Bild der zu erwartenden Kurve zu bekommen, den Näherungswert M_1 unter Vernachlässigung der weniger bedeutenden Größen S_g und R_g, so hat man $r_i^* = r_i$ und erhält aus

$$M_1 = DL + DL_g \frac{1}{\frac{r_i}{R_i} + \frac{C}{L_g} r_i^2} \quad \text{(S. 253)}$$

$$(M_1 - DL)\, r_i \left(\frac{1}{R_i} + \frac{C}{L_g} r_i\right) = DL_g$$

Tabelle 3. Reihe III.[1]) Spule A'''. $N_0 = 3190 \sim$/sec. $L' = 0{,}499$ H. (bei N_0). $\gamma_{(\text{von } A''')} = 100 \cdot 10^{-12}$ F.
$E_a = 150$ V. für Gruppe a) und b); $E_a = 100$ V. für Gruppe c) bis f). Günstige Vorspannung.

Gruppe u. Nr.		[mA] J_s	[V] E_g	$[10^{-7}$ ℧$]$ $-\mathfrak{S}_g$	$[10^4 \cdot \Omega]$ R_i	ϱ_i	r_g	r_i	[H] L_{12} beob.	L_{12} ber.	L_{12}^* ber.	ω' beob.	ω' ber.	ω'^* ber.	Diff. $\omega'^* - \omega'$ beob.	[V] $\lvert\mathfrak{V}_A\rvert$
a)	1	45	+ 9,5	1	1,8	2,3	∞	2,3	0,029	0,034	0,035	0,778	0,817	0,809	+ 0,031	40
	2						9,9	$1{,}86_7$	36	39	40	45	787	782	37	17
	3						4,9	$1{,}56_5$	43	44	45	27	60	55	28	23
	4						1,9	$1{,}04_0$	68	63	64	673	693	688	15	23
	5						0,9	$0{,}64_7$	0,120	0,102	0,102	595	09	06	11	28
	6						0,4	$0{,}34_2$	0,250	0,201	0,202	515	504	503	− 0,012	15
b)	1	30	+ 4,7	3,3	2,2	2,7	∞	2,7	0,026	0,032	0,033	0,819	0,860	0,838	+ 0,019	26
	2						9,9	$2{,}12_0$	33	37	39	.790	31	10	20	24
	3						4,9	$1{,}74_3$	40	43	44	70	07	788	18	25
	4						1,9	$1{,}11_3$	66	64	65	15	740	29	14	23
	5						0,9	$0{,}67_5$	0,126	0,108	0,109	643	657	648	5	21
c)	1	45	+ 12,3	10	1,8	2	∞	2	0,039	0,037	0,040	0,730	0,797	0,745	+ 0,015	unter 21
	2						9,9	$1{,}66_4$	48	42	46	06	75	22	14	
	3						4,9	1,42	54	48	52	685	47	00	15	
	4						1,9	$0{,}97_5$	80	65	71	39	684	647	8	
	5						0,9	$0{,}62_2$	0,132	0,106	0,109	580	04	578	− 0,002	
d)	1	30	+ 7	4,6	2,2	2,5	∞	2,5	0,030	0,033	0,035	0,798	0,853	0,823	+ 0,025	unter 21
	2						9,9	$1{,}99_8$	37	38	40	72	31	02	36	
	3						4,9	$1{,}65_8$	46	44	46	46	03	778	32	
	4						1,9	$1{,}07_8$	73	0,065	69	697	735	15	18	
	5						0,9	$0{,}66_2$	0,132	0,111	0,114	28	653	642	14	
	6						0,4	$0{,}34_5$	0,290	0.230	0,233	542	540	539	− 0,003	
e)	1	15	+ 2,5	2,7	3,4	3,3	∞	3,3	0,025	0,030	0,031	856	0,917	0,902	+ 0,046	unter 21
	2						9,9	2,47	31	35	36	32	895	881	49	
	3						4,9	1,97	40	41	43	15	73	60	45	
	4						1,9	$1{,}20_2$	72	65	75	762	17	08	46	
	5						0,9	$0{,}70_8$	0,143	0,124	0,127	689	742	731	42	
	6						0,4	$0{,}35_7$	0,348	301	307	608	649	643	35	
f)	1	7,5	− 2,2	1,5	4,35	5,5	∞	5,5	0,015	0,025	0,026	0,918	0,958	0,950	+ 0,032	unter 21
	2						9,9	3,54	20	30	30	894	36	26	32	
	3						4,9	2,59	29	35	36	75	17	10	35	
	4						1,9	1,41	63	58	60	25	865	858	33	
	5						0,9	$0{,}77_4$	0,151	0,125	0,127	760	792	787	27	

1) Steht in einer Spalte nur eine Zahl, so gilt sie für die ganze Gruppe.

M_1 hängt also, wenn man die Daten des Arbeitskreises und L_g konstant läßt, nur noch von r_i und R_i ab. Nun bewegt sich in meinen Fällen $\frac{1}{R_i}$ zwischen 0,2 und $0{,}5 \cdot 10^{-4}$, dagegen $\frac{C}{L_g} r_i$ zwischen 1,5 und $25 \cdot 10^{-4}$. Im wesentlichen bestimmt also r_i den Wert von M_1. Geht man daher noch weiter und vernachlässigt auch noch $\frac{1}{R_i}$, so erhält man

$$(M_1 - D\,L)\, r_i^2 \approx \frac{L_g^{\,2}}{C} D = \text{const}$$

oder

$$\text{oder } \log (M_1 - D\,L) + 2 \log r_i \approx \text{const}$$

Man hat also als logarithmisches Bild der Funktion $M_1 - D\,L$ in grober Annäherung eine gerade Linie mit dem Richtungskoeffi-

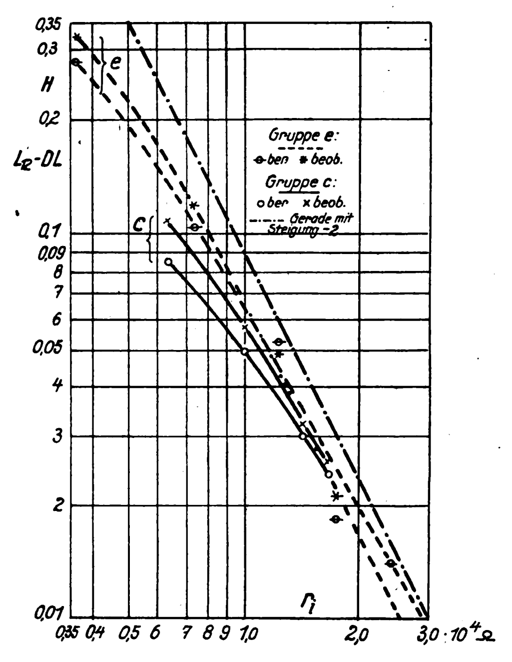


Fig. 5. Grenzgegeninduktion.

zienten — 2 zu erwarten. Dies muß um so mehr zutreffen, je größer R_i und r_i sind, im allgemeinen also, je kleiner die Heizung ist. Fig. 5 zeigt für Gruppe c) und e), daß die berechneten Kurven diese Voraussagen erfüllen — es ist hier natürlich $L_{12}^* - D\,L$ dargestellt —

ebenso die beobachtete von c), dagegen sinkt die beobachtete von e) zu schnell, das ist fast allgemein der Fall: die kleineren L_{12}^*-Werte sind zu groß, die größeren zu klein. Nur die mittleren, etwa zwischen 0,04 und 0,07 H. stimmen leidlich: obwohl also die Lage der berechneten Kurven stimmt, sind sie doch zu flach. Bei f) sinken auffallenderweise die beobachteten Werte unter den Wert $DL = 0{,}0221$ H., der nach der Theorie die untere Schranke darstellen soll. Es ist möglich, daß bei der Messung der Gegeninduktionen in der Brücke Fehler, z. B. durch die Spulenkapazitäten oder durch Erdkapazitäten, hineingekommen sind. Diese ließen sich nicht beseitigen, da die Spulen bei den Versuchen ohne Schutzhüllen verwendet werden mußten. Die mangelnde Übereinstimmung könnte also zum Teil in der Unsicherheit der beobachteten Werte ihren Grund haben.

b) Die Relativfrequenz. (Fig. 6—10.)

Verbindet man einmal die Punkte derselben Gruppe (Parameter: J_h, J_s usw.), andermal die der gleichen Nummer (Parameter: r_g), so erhält man ein Netz von Kurven, dessen rechte Grenzkurve von be-

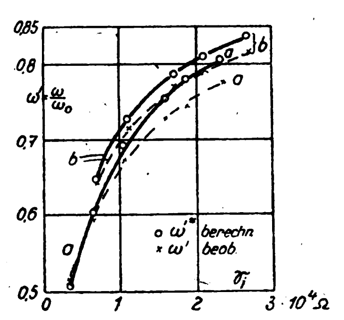


Fig. 6. Relativfrequenzen. Reihe III a, b.

sonderem Interesse ist, weil sie das Verhalten der unbeeinflußten Röhre wiedergibt. (Vgl. Fig. 7—9.) In den Kurven steckt noch die Veränderliche σ, die allerdings das allgemeine Bild nicht erheblich verändert. Der Einfluß von S_g kommt sehr gut zum Ausdruck. Da R_i bei derselben Heizung von E_a unabhängig ist und r_i als Abszisse dient, müßten die Kurven gleicher Heizung für verschiedene Anodenspannungen zusammenfallen, wenn die Tonhöhe durch R_i und r_i schon vollständig bestimmt wäre, Fig. 10 zeigt, daß die (mit $S_g = 0$ berechneten Werte) ω' für die Gruppen a) und c) in der Tat zusammenfallende Kurven geben. Berücksichtigt man S_g — man erhält dann

ω'^* — so rückt die Kurve für a) unbedeutend, die für c) erheblich nach unten. $|S_g|$ ist bei c) wesentlich größer. Je kleiner r_g und

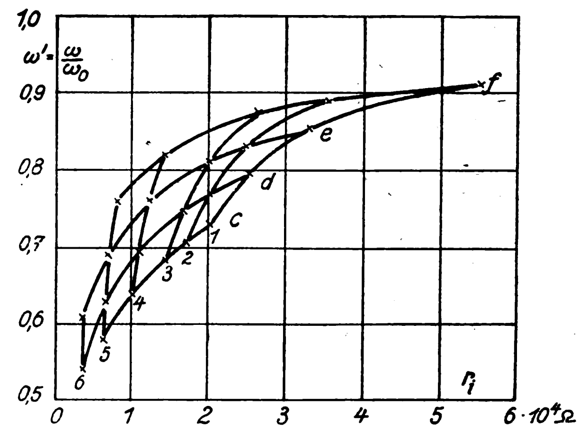


Fig. 7. Relativfrequenzen. Reihe III c—f. ω' beob.

damit r_i; um so mehr nähert sich die Kurve wieder der mit $S_g = 0$ berechneten. Dies entspricht dem S. 254 Gesagten.

Bei geringer Größe der zufälligen Fehler — die Kurven sind ziemlich glatt — findet man doch einen erheblichen systematischen

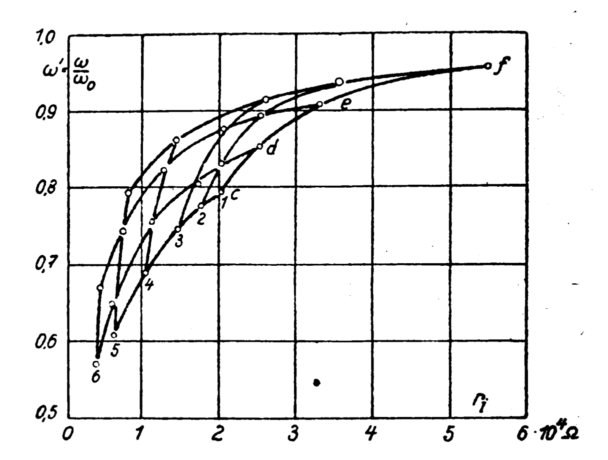


Fig. 8. Relativfrequenzen. Reihe III c—f. ω' ber.

Fehler. Betrachtet man die Übereinstimmung der ω'^* mit den beobachteten Werten, so zeigt sich, daß die Fehler kleiner werden inner-

halb jeder Gruppe, je kleiner r_g ist, je mehr also der Einfluß der Röhre durch einen parallelgeschalteten Ohmschen Widerstand herab-

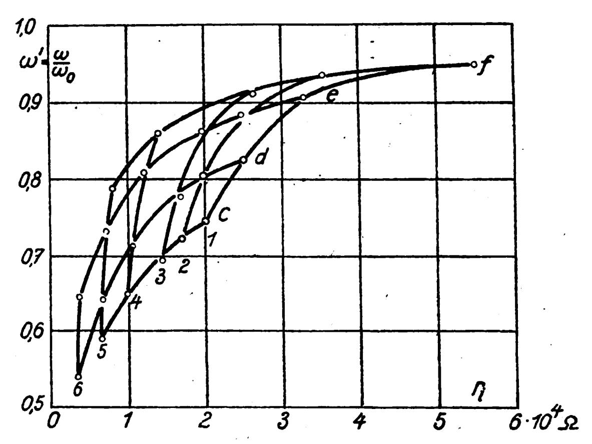


Fig. 9. Relativfrequenzen. Reihe III c—f. ω'^* (ber.).

gesetzt wird. Dies könnte daran liegen, daß bei den Versuchen die Abweichung der Gitterströme (die durch i_{g1} bewirkt wird, S. 247) von der Sinusform noch zu groß ist. Es müßte sich dann allerdings ein tieferer Ton einstellen, wie aus Reihe I hervorgeht. Es ist aber nicht gerade wahrscheinlich, daß dadurch so große Abweichungen — bis nahezu 5 % der Eigenfrequenz — erklärt werden können. Vielleicht kann man sekundäre, kapazitive Koppelungen, die so beschaffen sind, daß ihr Einfluß ebenfalls durch r_g herabgesetzt wird, für die

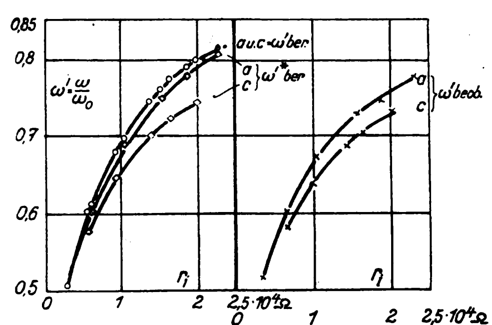


Fig. 10. Einfluß von S_g auf die Tonhöhe. Reihe III a und c.

Abweichungen verantwortlich machen. Für die Beantwortung solcher Fragen gibt die vorliegende Arbeit keinerlei Grundlagen.

Tabelle 4. Reihe IV.

Spule A''', $N_0 = 3190 \sim$/sec, $L' = 0{,}499$ H. (bei N_0),
$\gamma_{(\text{von } A''')} = 100 \cdot 10^{-12}$ F., $E_a = 100$ V., $J_s = 45$ mA., $S_g = 9 \cdot 10^{-7}\ \Omega$.
$r_i = 2{,}53 \cdot 10^4\ \Omega$, $R_i = 2{,}45 \cdot 10^4\ \Omega$, $E_{B_g} = 11$ V., $E_g = 1$ V.,
$R_g = 5{,}34 \cdot 10^4\ \Omega$.

Nr.	$[10^4 \cdot \Omega]$			ω'beob.	ω'ber.	ω'^*(ber.)	Diff.	$[V]$	σ beob.
	r_g	r_i	$r_i + R_g$				$\omega'^* - \omega'$beob.	$\lvert\mathfrak{B}_A\rvert$	
1	∞	2,25	7,59	0,860	0,948	0,926	0,066	12	0,986
2	9,9	1,83	7,17	870	6	7	57	13	1
3	4,9	1,54	6,88	862	5	8	66	12	0,974
4	1,9	1,03	6,37	872	2	0,930	58	13	42
5	0,9	0,63	5,97	875	5	0,939	64	12	0,828

Diese kleine Reihe sollte eine Stichprobe bilden darauf, ob die Theorie die Einwirkung von R_g richtig wiedergibt. Die beobachteten ω' und die berechneten ω'^* steigen ein wenig an, wenn r_g sinkt; dies liegt daran, daß in diesem Fall der durch L_{12} vermittelte Einfluß auf die Frequenz überwiegt. Zwischen der Beobachtung und der Berechnung tritt eine konstante Differenz auf von etwa 6 %. Qualitativ ist die Übereinstimmung gut.

Bemerkungen.

Es erscheint rein als Tatsache bemerkenswert, daß man durch geeignete Schaltungen einen Schwingungskreis dazu zwingen kann, sich durch die Generatorschaltung zu Schwingungen zu erregen, die fast eine Oktave unter der Eigenfrequenz liegen. (Bei Reihe III a, 6) ist $\omega' = 0{,}515$). Dabei tritt die zweite Harmonische sehr schwach auf.

Für die Praxis ergeben sich aus der Arbeit einige Hinweise darauf, wie man die durch kleine Schwankungen des Heizstromes und der Anodenspannung hervorgerufenen Störungen der Frequenz herabsetzen kann.

1. Sind die Daten des Kreises fest gegeben, so kann man schwach heizen. Da J_s nahe exponential mit J_h zugleich abnimmt, kommt man bei schwacher Heizung in Gebiete, in denen J_s und damit R_i und ϱ_i usw. sich nur schwach ändern. R_i und ϱ_i werden groß, $|S_g|$ sehr klein: der Ton nähert sich also der Eigenfrequenz.

2. Andere auch bei starker Heizung anwendbare Mittel beruhen darauf, daß sie das frequenzbestimmende Glied

$$\sigma \frac{L_g\left(1 - \frac{S_g r_i}{D}\right)}{C R_i (r_i + R_g)}$$

möglichst klein machen, so daß die Änderungen dieses Gliedes gegen den Summanden 1 im Nenner (von Formel Ia) vernachlässigt werden können. Bei hoher Anodenspannung wird im allgemeinen ϱ_i relativ groß und $|S_g|$ relativ klein sein, so daß hohe Anodenspannung für die Konstanz der Frequenz günstig sein wird, mindestens wenn $r_g = \infty$ ist. Kleines r_g, welches r_i verkleinert, also das ganze Glied vergrößert, wird im allgemeinen ungünstig wirken. Dies geht auch aus Reihe III hervor, in welcher die Schwankungen der Frequenz bei kleinem r_g prozentual größer sind, als bei $r_g = \infty$. Kleines r_g setzt allerdings den Einfluß von S_g herab, wie aus Fig. 10 hervorgeht. r_g wirkt also teils günstig, teils ungünstig auf die Konstanz, dagegen ist uns in R_g ein Universalmittel gegeben. Macht man diesen Widerstand genügend groß, so wird das frequenzbestimmende Glied klein (außerdem wird auch σ kleiner!). In welchem Maße durch R_g ein Ausgleich herbeigeführt werden kann, lehrt Reihe IV, in der der Ton nahezu gleich bleibt trotzdem r_i sehr erheblich verändert wird.

3. Man kann durch den Aufbau des Erregers den Störungen entgegen wirken, wenn man C groß wählt (also L klein, falls die Tonhöhe vorgeschrieben ist). Ferner insbesondere L_g klein. Diese Verhältnisse liegen im allgemeinen bei Hochfrequenz vor, so daß von den hier behandelten Einflüssen geringere Störungen als bei Tonfrequenz zu erwarten sind.

Zusammenfassung.

1. Die Aufgabe, die Abhängigkeit der Frequenz des induktiv rückgekoppelten Röhrensenders von der Heizung und Anodenspannung zu erklären, wird darauf zurückgeführt, das Verhalten der Röhre aus den statischen Kennlinien abzuleiten. Diese werden als gegeben angesehen. Sie enthalten noch die Gitterspannung als Veränderliche: diese kann nur in engen Grenzen verändert werden, wenn man kleine Schwingungen, wie die Theorie sie voraussetzt, erzeugen will. Es bleiben also nur J_h und E_a ganz willkürlich.

2. Es wird eine analytische Theorie versucht auf Grund linearer Ansätze für den Anoden- und Gitterstrom.

Der innere Widerstand ϱ_i, den der Gitterwechselstrom in der Röhre findet, und der dazu parallel liegende Widerstand r_g verhalten sich dann wie zwei Ohmsche Widerstände, die sich zu r_i kombinieren. Es wird die Bedingung (22) für das Einsetzen der Schwingung aufgestellt und es werden die Formeln für die Grenzgegeninduktion (III) und die Relativfrequenz (Ia) berechnet.

3. Es werden die Charakteristiken der verwendeten Röhre betrachtet und gezeigt, unter welchen Umständen und in welchen Gebieten der Charakteristiken kleine Schwingungen zu erwarten sind. Die Zeitwerte von e_a dürfen nicht zu nahe an 0 heruntergehen. Es werden die zu den ausgewählten Gebieten gehörenden Gebiete der Gitterstromlinien untersucht. Eine praktisch vollkommene Übereinstimmung ist nicht zu erwarten, da entweder ϱ_i oder S_g praktisch nur als annähernd konstant angesehen werden können. Es ist wesentlich, daß die Amplituden $|\mathfrak{E}_a|$ der Anodenwechselspannung, welche den Amplituden $|\mathfrak{V}_A|$ der Wechselspannung am Kondensator des Arbeitskreises gleich sind, möglichst klein gehalten werden. Im ganzen ergibt sich die Vermutung, daß Beobachtung und Berechnung für starke Heizungen besser als für schwache übereinstimmen werden. Bei Innehaltung der aufgestellten Bedingungen für die Versuche ergibt sich als Regel, daß die Relativfrequenz sinken muß, wenn die Heizung stärker wird oder wenn die Anodenspannung sinkt.

4. Die Theorie wird durch Versuche geprüft. Die Übereinstimmung ist qualitativ befriedigend, jedoch sind die berechneten Frequenzen zu hoch. Dieser Fehler wird auffallend groß, wenn die Zeitwerte der Anodenspannung unter einen bestimmten Wert (etwa 20 V.) sinken. Dies Verhalten wird qualitativ erklärt. Das Sinken der Tonhöhe, im Falle die Koppelung größer als die Grenzkoppelung gemacht wird, wird als Sekundärerscheinung durch das Anwachsen von $|\mathfrak{V}_A|$ erklärt. Die unter Vernachlässigung von S_g berechneten Werte ω' stimmen mit der Beobachtung schlechter überein, als die mit Näherungswerten von S_g berechneten Werte ω'^*: Der Einfluß der Anodenwechselspannung auf die Gitterwechselströme muß also berücksichtigt werden. D. h. die Röhre verhält sich für den Gitterwechselstrom nicht wie ein rein Ohmscher Widerstand, sondern das Verhalten hängt von der Anodenspannung und damit von der Schaltung im Anodenkreis ab.

5. Die früher unter Vernachlässigung der Gitterströme berechneten Frequenzformeln ergeben $\omega' > 1$ (S. 249, Anm.). Da stets $\omega' < 1$ beobachtet wurde, folgt, daß diese Vernachlässigung nur unter besonderen Umständen aber nicht allgemein zulässig ist.

6. Es sind im Versuch Töne erreicht worden, die fast eine Oktave unter der Eigenfrequenz des Arbeitskreises liegen.

7. Es wird auf Schaltungsanordnungen hingewiesen, welche die durch kleine Veränderungen der Heizung und Anodenspannung hervorgerufenen Schwankungen der Tonhöhe herabsetzen.

Die Arbeit ist von Herrn Prof. Dr. K. Schmidt angeregt und gefördert worden, wofür ich hier nochmals meinen Dank ausspreche.

Observations on Lafayette and Nauen in Washington.[1])

Von **L. W. Austin.**[2])

Übersetzt von H. Wigge.

Über die Beobachtungen von Nauen und Lafayette lagen Ende Februar Ergebnisse vor, die ein ganzes Jahr umfassen, und bei denen die neue „telephone comparator" Meßmethode benutzt wurde. Der Vergleich der beiden erwähnten Stationen ist wegen der großen Verschiedenheit ihrer Wellenlängen von großem Interesse, weil dadurch wenigstens eine erste Möglichkeit, die Beziehungen zwischen Wellenlänge und Empfang transatlantischer Signale zu untersuchen, gegeben ist.

Tabelle 1.

Mittlere monatliche Feldstärke von Lafayette (= 23 400 m) und Nauen (λ = 12 500 m) in Mikrovolt pro Meter.

	Lafayette		Nauen	
	10 A.M.	3 P.M.	10 A.M.	3 P.M.
1922:				
März	64.0	62.0	33.2	28.1
April	82.6	60.8	43.0	31,4
Mai	87.1	31.1	39.8	5.5
Juni	58.3	17.3	33.5	4.1
Juli	81.6	17.6	37.2	6.4
August	69.2	20.5	31.1	5.8
September	77.5	46.8	33.8	12.7
Oktober	70.5	45.2	28.7	19.3
November	48.9	79.0	17.0	26.3
Dezember	—	103.0	24.0	24.2
1923:				
Januar	—	98.5	22.3	29.6
Februar	82.9	95.8	21.1	26.3
Mittel	72.3	56.3	30.4	18.3

Es handelt sich um drei Fragen; erstens, die Bestimmung der genauen Formel für die drahtlose Übermittlung; zweitens, den Einfluß der Wellenlänge auf das Verhältnis von Signallautstärke zu atmosphärischen Störungen; und drittens, den Einfluß der Wellenlänge auf den Grad der Veränderlichkeit des Signals.

1) March 1, 1922 to February 28, 1923.

2) U. S. Naval Radio Research Laboratory, Washington, B. C.

Aus den Feldstärken, welche von den beiden Stationen in Washington um 10 Uhr vormittags und 3 Uhr nachmittags beobachtet wurden, wurden Mittelwerte für jeden Monat gleichzeitig mit den Intensitäten der entsprechenden atmosphärischen Störungen errechnet. Die Feldstärken für die Übertragung elektrischer Wellen über Salzwasser während des Tages wurden berechnet nach der Formel:

$$E = 120\,\pi\,\frac{J_s\,h}{\lambda \cdot d}\,e^{-\frac{0{,}0015\,d}{\sqrt{\lambda}}} \tag{1}$$

unter der Annahme von $J_s = 480$ Amp. für Lafayette und 380 Amp. für Nauen. Es ergab sich:

für Lafayette: $E = 31{,}5$ Mikrovolt pro Meter
für Nauen: $E = 15{,}3$ Mikrovolt pro Meter.

Die beobachteten mittleren Feldstärken waren am Vormittag, wenn der ganze durch die elektrischen Wellen überbrückte Weg vom Tageslicht beschienen war, während des ganzen Jahres 72,3 Mikrovolt pro Meter für Lafayette und 30,4 für Nauen. Diese Werte sind nahezu doppelt so groß wie die berechneten, aber das Verhältnis zwischen den beobachteten und errechneten Werten bleibt nahezu dasselbe, nämlich 2,0 für Nauen und 2,3 für Lafayette. Das zeigt, daß die Beziehung zwischen Wellenlänge und Feldstärke mit guter Annäherung durch die obige Formel wiedergegeben wird, und daß der Unterschied zwischen beobachteten und errechneten Werten wo anders liegen muß. Teilweise beruht diese Abweichung ohne Zweifel auf der Tatsache, daß die Gleichung (1) in Wirklichkeit die Ausbreitung der Welle über eine unendlich ausgedehnte Ebene darstellt. Für die kugelförmige Erde ist die Formel also nur für kleine Entfernungen anwendbar. Für große Entfernungen muß geschrieben werden:

$$E = 120\pi\,\frac{J_s\,h}{\lambda\,r\,\sin\,\Phi}\,e^{-\frac{0{,}0015\,d}{\sqrt{\lambda}}} \tag{2}$$

wo r der Radius der Erde und Φ den Winkel zwischen der Sende- und Empfangsstation vom Mittelpunkt der Erde aus gesehen darstellen. Für die Entfernungen von Nauen bis Washington ergeben die beiden Formeln Werte, die ungefähr um 20 % differieren. Es ist auch wahrscheinlich, daß die Bedingungen für die Übertragung von Jahr zu Jahr etwas schwanken, so daß vielleicht eine bessere Übereinstimmung zwischen beobachteten und errechneten Werten gar nicht zu erwarten ist.

Die Feldstärken, die von Lafayette herrührten, wurden in den Tabellen 2 und 3 auf die von Nauen herrührenden reduziert, indem die beobachteten Mittelwerte durch das errechnete Verhältnis der Intensitäten der beiden Stationen dividiert wurden. In Tabelle 2 werden

Tabelle 2.

	λ	A.M.		P.M.	
		Sig.	Stör.	Sig.	Stör.
1922:					
März	23,400	31	94	30	125
	12,500	33.2	33	28.1	53
April	23,400	40.1	160	29.5	185
	12,500	43.0	90[1]	31.4	48
Mai	23,400	42.4	438	15.4	990
	12,500	39.8	109	5.5	120
Juni	23,400	28.4	202	8.4	754
	12,500	33.5	87	4,1	464
Juli	23,400	39.6	191	8.5	546
	12,500	37.2	51	6.4	368
August	23,400	33.6	124	10.0	519
	12,500	31.1	131	5.8	440
September	23,400	37.7	109	22.6	256
	12,500	33.8	50	12.7	132
Oktober	23,400	34.5	66	22.6	162
	12,500	28.7	28	19.3	66
November	23,400	23.6	36	38.4	55
	12,500	17.0	17	26.3	25
Dezember	23,400	—	30	50.0	31
	12,500	24.0	13	24.2	16
1923:					
Januar	23,400	—	19	48.1	25
	12,500	22.3	9	29.6	12
Februar	23,400	40 2	12	46.4	20
	12,500	21.1	6	26.3	10
Mittel	23,400	35.1	123	27.4	306
	12,500	30.2	52	18.3	146

die Werte der Vormittags- und Nachmittagsfeldstärken und die der entsprechenden Störungen angegeben. Ferner zeigt die Tabelle 3 die daraus abgeleiteten Verhältnisse von Signal zu Störung, sowie einige Verhältnisse, welche die Veränderlichkeit erkennen lassen.

Die Tabellen lassen erkennen, daß die Vormittagssignale während Frühling und Sommer stärker sind als im Herbst und Winter. Die nachmittäglichen Störungen sind in allen Monaten stärker als die vor-

1) Störungssturm am Morgen des 14. April.

mittäglichen mit Ausnahme des April, wo ein mächtiger Störungssturm eines Vormittags eine Ausnahme machte. Die Tabellen zeigen, daß, während das Verhältnis der Vormittags- zu den Nachmittagssignalen das ganze Jahr über bei beiden Wellenlängen gleich bleibt, die kürzere Welle nachmittags viel mehr schwankt, besonders während

Tabelle 3.

	λ	Sig. P.M. / A.M.	Störung P.M. / A.M.	A.M. Sig. / Stör.	P.M. Sig. / Stör.	Sig. Max. / Min.
1922:						
März . . .	23,400	0.97	1.33	0.33	0.24	1.62
	12,500	0.84	1.60	1.00	0.53	8.7
April . . .	23,400	0.74	1.15	0.25	0.16	7.5
	12,500	0.72	0.51	0.45	0.66	7.6
Mai. . . .	23,400	0.36	2.25	0.097	0.016	12.9
	12,500	0.13	1.1	0.37	0.046	3.04
Juni . . .	23,400	0.30	3.7	0.14	0.011	5.0
	12,500	0.12	5.3	0.38	0.0089	4.6
Juli . . .	23,400	0.21	2.87	0.21	0.016	2.0
	12,500	0.17	7.22	0.73	0.017	1.87
August . .	23,400	0.30	4.18	0.27	0.019	2.5
	12,500	0.19	3.35	0.24	0.013	2.5
September .	23,400	0.61	2.34	0.35	0.089	2.2
	12,500	0.38	2.65	0.68	0.096	10.7
Oktober . .	23,400	0.64	2.45	0.52	0.136	2.16
	12,500	0.67	2.36	1.03	0.292	10.8
November .	23,400	1.62	1.52	0.66	0.70	2.5
	12,500	1.54	1.47	1.00	1.05	9.55
Dezember .	23,400	—	1.03	—	1.61	—
	12,500	1.0	1.23	1.85	1.51	3.54
1923:						
Januar . .	23,400	—	1.31	—	1.93	—
	12,500	1.30	1.35	2.48	2.46	3.9
Februar . .	23,400	1.15	1.67	3.34	2.32	1.55
	12,500	1.15	1.67	3.52	2.63	8.0
Mittel . . .	23,400	0.69	2.15	0.62	0.61	4.0
	12,500	0.69	2.08	1.13	0.78	6.2

der starken „fading season“, die in diesem Jahr früher begann und länger anhielt. Das Verhältnis von Signal zur Störung ist vormittags für die kürzere Welle größer. Das stärkste Signal der längeren Wellen, das während des ganzen Jahres beobachtet wurde, war dreizehn mal so stark wie das schwächste, während bei der kürzeren Welle das stärkste Signal das schwächste 24 mal übertraf. Die Veränderlichkeit an den Nachmittagen während der „fading season“ kann nicht beurteilt werden, da in Anbetracht der Schwäche der Signale

und der Stärke der Störungen beide Stationen häufig nicht zu hören waren. Dies geschah bei Nauen häufiger als bei Lafayette.

Die „fading season", die von Mai bis September reicht, ist die interessanteste Jahreszeit für den amerikanischen Radioingenieur, da die meisten Schwierigkeiten bei Europaempfang während dieser Zeit auftreten. Der nachmittägliche Fadingeffekt scheint zum Teil von lokalen atmosphärischen Absorptionen herzurühren und wird während des späten Nachmittags im Sommer besonders betont durch das Sinken der Lautstärke, welches auf den Sonnenuntergang bei den europäischen Sendestationen folgt. Die Mittelwerte für diese Monate sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Tabelle 4.
Während der „fading season" beobachtete Mittelwerte.

λ_m	Signal A.M.	Stör. A.M.	Signal P.M.	Stör. P.M.	Signal P.M. / A.M.	A.M. Signal / Störung	P.M. Signal / Störung
23 400	36,3	213	13	614	0,355	0,212	0,030
12 500	35,1	85,6	6,9	305	0,198	0,48	0,036

Alles in allem zeigt sich, daß die bisherige Annahme, daß die 23 400 m-Welle der 12 500 m-Welle sehr erheblich überlegen ist, für den Sommerempfang in Washington nicht in dem Maße bestätigt wird. Es scheint jetzt, als ob während der schwierigen Empfangszeit (Sommer-Nachmittag) das Verhältnis der Signalstärke zu den Störungen nahezu dasselbe ist für die beiden Wellen, aber die größere Veränderlichkeit der Lautstärke bei der kürzeren Welle spricht doch zugunsten der längeren. Die größere Veränderlichkeit von Nauen mag zum Teil von der größeren Entfernung herrühren, welche die Welle über Land zurücklegt, bevor sie den Ozean erreicht, mit anderen Worten von lokaler Absorption an der Sendeseite. Diese Annahme wird unterstützt durch die Beobachtung, daß St. Assise (14 500 m) beträchtlich konstanter ist.

Das in den Tabellen aufgeführte Verhältnis der Signallautstärken zu den Störungen in den Nachmittagsstunden während der „fading season" erweckt den Anschein, als ob der Empfang während dieser Zeiten gänzlich hoffnungslos wäre, aber man muß bedenken, daß die angeführten Werte erhalten sind ohne jeden Versuch, die natürliche Stärke der Störung zu vermindern. Man muß ferner berücksichtigen, daß der nachmittägliche „Fadingeffekt" in Washington viel größer ist, als weiter nördlich. Andererseits werden aber wahrscheinlich in einigen tropischen Gegenden sogar noch schlimmere Verhältnisse vorliegen.

Receiving Measurements and Atmospheric Disturbances at the United States Naval Radio Research Laboratory, Bureau of Standards, Washington, March and April, 1923.[1])

Von L. W. Austin.

Übersetzt von H. Wigge.

Die Aprilbeobachtungen kündigen das Herannahen der üblichen Sommererscheinungen durch das Stärkerwerden der atmosphärischen Störungen und durch den Beginn des sommerlichen „fading" an, welche

Tabelle I.

Feldstärke von Nauen und Stärke der Störungen ($\lambda = 12{,}500$ m) im März 1923, in Mikro-Volt pro Meter.

Anmerkung: — = nicht gehört; ··· = nicht gemessen.

Datum	10^h A.M.		3^h P.M.	
	Signal	Störungen	Signal	Störungen
1.	21	5	38.5	23
2.	39.8	6	28.5	5
3.	40.6	5.6	34.7	8
5.	37.2	4.5	25.2	10
6.	20.0	8.8	28.5	12
7.	37.0	10.0	17.0	26
8.	13.8	8.0	32.0	15
9.	31.0	3.0	28.7	12
10.	28.7	25.0	···	···
12.	23.1	10.0	37.1	16
13.	15.4	25.0	28.0	30
14.	24.5	8.0	—	15
15.	26.7	52.0	10.0	155
16.	21.9	25.0	30.9	43
17.	32.0	10.0	···	···
19.	38.5	13.0	43.0	12
20.	38.5	10.0	25.5	10
21.	39.0	9.0	51.5	25
22.	36.3	7.3	34.1	19
23.	42.0	12.0	32.0	13
24.	36.3	42.0	···	···
26.	72.8	13.0	18.5	52
27.	51.5	8.0	32.0	23
28.	—	8.0	43.0	16
29.	—	6.0	36.3	14
30.	55.7	6.0	···	···
31.	—	52.0	15.0	48
Mittelwert . . .	34.3	14.5	30.5	26.2

1) United States Naval Radio Research Laboratory, Washington, D. C. Communication from the International Union for Scientific Radio Telegraphy.

Tabelle II.

Feldstärke von Lafayette u. Stärke der Störungen ($\lambda = 23{,}400$ m) im März 1923, in Mikrovolt pro Meter.

Datum	10h A.M.		3h P.M.	
	Signal	Störungen	Signal	Störungen
1.	—	10	125	52
2.	—	12	120	10
3.	—	12	—	16
5.	—	10	90	18
6.	70	13	95	28
7.	90	20	70	42
8.	—	16	85	32
9.	—	8	105	15
10.	—	53	...	...
12.	—	21	95	28
13.	—	95	50	56
14.	—	21	100	22
15.	—	100	29	268
16.	—	43	50	86
17.	—	19	70	35
19.	—	23	140	18
20.	—	19	100	16
21.	—	16	85	46
22.	—	12	100	36
23.	85	23	85	26
24.	—	73	...	...
26.	—	22	85	100
27.	—	19	85	45
28.	—	15	100	25
29.	—	10	95	26
30.	—	6	...	...
31.	...	...	—	95
Mittelwert	81.7	26.6	89	47.6

Tabelle III.

Feldstärke von Nauen und Stärke der Störungen ($\lambda = 12{,}500$ m) im April 1923, in Mikro-Volt pro Meter.

Datum	10h A.M.		3h P.M.	
	Signal	Störungen	Signal	Störungen
2.	—	8	—	48
3.	30.4	50	43	62
4.	55.7	52	2	350
5.	23.1	52	—	95
6.	40.5	68	9	150
7.	43.0	32	17.5	100
9.	25.5	29	—	69
10.	32.8	80	—	120
11.	32.5	150	—	180
12.	31.6	55	—	210
13.	38.5	240	—	340
14.	27.0	50	17.5	69
16.	40.5	25	20.0	40
17.	17.6	62	5.0	190
18.	19.2	18	21.0	100
19.	—	26	13.2	89
20.	35.5	30	13.6	98
21.	13.6	40	—	96
23.	24.3	150	—	350
24.	36.2	150	4.1	250
25.	34.0	45	24.0	70
26.	51.5	40	7.7	185
27.	53.5	55	11.0	390
28.	55.5	25	15.9	95
30.	55.5	40	15.0	50
Mittelwert	35.5	62.9	15.0	152

Anmerkung: — = nicht gehört; ... = nicht gemessen.

Tabelle IV.

Feldstärke von Lafayette und Stärke der Störungen (λ = 23,400 m) im April 1923, in Mikro-Volt pro Meter.

Datum	10h A.M.		3h P.M.	
	Signal	Störungen	Signal	Störungen
2.	—	15	110	85
3.	—	100	...	...
4.	—	120	15	580
5.	—	98	40	240
6.	—	280	26.1	210
7.	—	70	50	180
9.	—	60	29	160
10.	—	185	2	200
11.	—	240	20.5	360
12.	—	120	25	390
13.	—	290	2	500
14.	—	80	92.5	60
16.	—	52	25.7	190
17.	—	125	19.0	280
18.	—	28	50.0	175
19.	—	44	50.0	120
20.	—	65	24.4	145
21.	—	85	30.8	188
23.	—	340	32.5	430
24.	—	260	50	420
25.	—	80	75	130
26.	—	82	50	300
27.	—	100	29.1	...
28.	—	55	—	180
30.	—	70	—	80
Mittelwert . .	0	121.8	38.5	243.6

Tabelle V.

Verhältnis der Mittelwerte.

λ_m	Signal $\frac{P.M.}{A.M.}$	Störungen $\frac{P.M.}{A.M.}$	A.M. $\frac{Signal}{Störungen}$	P.M. $\frac{Signal}{Störungen}$
		März		
23 400	1.09	1.85	3.06	1.86
12 500	0.89	1.80	2.36	1.16
		April		
23 400	—	2.0	—	0.158
12 500	0.42	2.42	0.56	0.099

einen ganzen Monat früher eintreten als voriges Jahr. Die Annahme, daß der Fadingeffekt der europäischen Stationen in Washington vor-

wiegend lokaler Natur ist, wurde bestärkt durch die häufige Beobachtung der gleichzeitigen Abnahme der Signallautstärke von Radio Central, Long Island. Während der Jahreszeit, während der der europäische „fading“ gering ist, sind auch die Signale von Radio Central in Washington sehr gleichmäßig zu hören und schwanken selten um mehr als 10 %.

Im März und April hat Lafayette leider sehr selten während des Vormittags gesendet.

Die errechneten Vormittagsfeldstärken sind

für Lafayette . . . $E = 31{,}5$ Mikrovolt pro Meter und
für Nauen . . . . $E = 15{,}3$ Mikrovolt pro Meter.

Referate.

L. Pungs, Die Steuerung von Hochfrequenzströmen durch Eisendrosseln mit überlagerter Magnetisierung. Elektrot. Ztschr. 1923, S. 78—81, mit 8 Figuren.

Zur Modulation der Hochfrequenzstromamplituden im Rhythmus der Telegraphiezeichen oder Sprechfrequenzen werden neuerdings bei mittleren und Großstationen häufig „Eisendrosseln mit magnetischer Überlagerung“ des Modulationsrhythmus verwendet. Aus der Niederfrequenztechnik ist das Verfahren bekannt, den scheinbaren Wechselstromwiderstand einer Drossel durch eine überlagerte Gleichstrommagnetisierung zu ändern. Für die Steuerung von Hochfrequenzströmen ist die Verwendung von Eisen mit überlagerter Magnetisierung zuerst von Fessenden 1902, aber nicht in praktisch verwertbarer Form, ferner 1913 von Kühn zur Steuerung von Frequenzwandlern vorgeschlagen worden. Für Tonsenden, Tasten und Telephonie ist die Methode als reines Drosselverfahren seit 1913 vom Verfasser bei der C. Lorenz A.-G. entwickelt worden.

Eine Grundform der Tastdrossel ist auf Fig. 1 dargestellt. Zwei vollkommen getrennte Eisenkerne aus dünnem Bandblech von 0,07 mm Dicke sind so bewickelt, daß in der gemeinsamen Steuerwicklung *d* die von den Hochfrequenzwicklungen *c* und *e* herrührenden magnetischen Kraftflüsse entgegengesetzt fließen, sich also aufheben, so daß in der Steuerwicklung keine von der Grundfrequenz induzierte Spannung auftritt, während der Steuerkraftfluß die beiden Hochfrequenz-

wicklungen durchsetzt.[1]) Dadurch wird die praktische Ausführung der Drossel erst möglich.

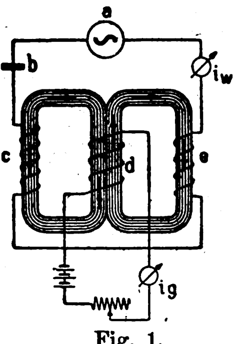


Fig. 1.

Die Arbeitsweise der Drossel besteht darin, daß der Steuerstrom a) die Induktivität L der Drossel und damit die Resonanzbedingungen,

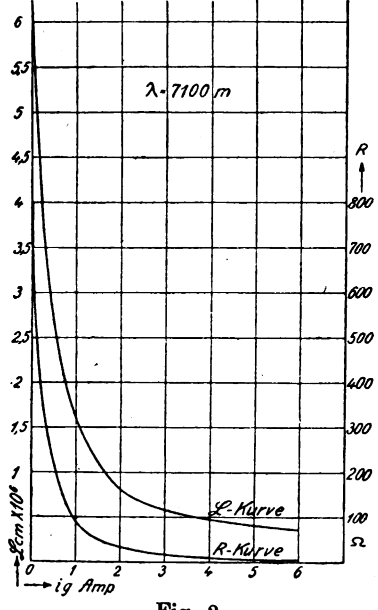


Fig. 2.

b) den effektiven Widerstand R durch Änderung der Eisenverluste im Hochfrequenzkreis beeinflußt. Die Abhängigkeit von L und R einer

1) D. R. P. 281440 vom Verfasser (angem. 24. X. 1913).

Steuerdrossel von der Steuerstromstärke i_g bei konstanter Hochfrequenzstomstärke zeigt nach einer experimentellen Aufnahme Fig. 2. Der effektive Widerstand ändert sich von 800 Ω ohne Magnetisierung bis 2 Ω bei Gleichstromsättigung, einem Wert der ungefähr dem Dämpfungswiderstand derselben Drossel ohne Eisen entspricht. Das Eisen kann also praktisch vollkommen wirkungslos in bezug auf seine Verluste gemacht werden.[1]) Bei Tasten wird der Schwingungskreis mit gesättigter Drossel abgestimmt; bei Unterbrechung des Taststromes wirken dann Erhöhung des Widerstandes und Verstimmung im selben Sinne, sie verringern den Strom und drücken ihn auf einen kleinen Bruchteil des Maximalstromes herab.

Zum Tasten wird die Drossel verwendet bei Hochfrequenzmaschinensendern und Poulsen-Lichtbogensendern. Für Röhrensender kommt sie erst in 2. Linie in Frage, da andere Tastmöglichkeiten meist ausreichen. Die Tastdrossel kann unmittelbar in den Antennenkreis oder in einen der Abstimmkreise gelegt werden.

Das beschriebene Verfahren läßt sich auch zum Schnelltasten gut verwenden und ist bei Antennenstromstärken bis zu 100 A. erprobt worden.

Für die Verwendung bei drahtloser Telephonie bleibt die Anordnung der Drossel im Prinzip dieselbe. Da die Sprachschwingungen der Hochfrequenz gegenüber als langsam angesehen werden können, kann die Wirkungsweise mit genügender Genauigkeit aus der „statischen Charakteristik" der Drossel abgeleitet werden, d. h. aus der Abhängigkeit des Antennenstromes vom Gleichstrom in der Steuerwicklung. Der Antennenstrom steigt bis zu einem Grenzwert annähernd linear mit dem Steuerstrom. Um eine verzerrungsfreie Sprachwiedergabe zu erhalten, ist es notwendig sich auf diesen geradlinigen Teil der Charakteristik zu beschränken. Die Ausnutzung der Drossel für Telephonie kann daher nicht so weit getrieben werden wie bei Tasten. Um symmetrische Überlagerung der Sprechschwingungen zu erhalten, wird der Drossel eine Gleichstromvormagnetisierung erteilt, welche der Mitte des geraden Teiles der Charakteristik entspricht. Bei Telephonie wird die Drossel zweckmäßig in die Antenne selbst eingeschaltet. An der Entwicklung der Telephoniedrossel ist besonders Gerth beteiligt. Die Prinzipschaltung einer Telephonieanordnung, wie sie in Verbindung mit einem Lorenz-Poulsen-Lichtbogengenerator und einer Hochfrequenzmaschinenanlage nach K. Schmidt in Königswuster-

1) D. R. P. 291132, 298532 (vom Verfasser) angem. 1913.

hausen ausgeführt worden ist, zeigt Fig. 3. Die von einem Mikrophon *m* gelieferten Sprechströme werden durch den Verstärker *v* verstärkt und der Steuerwicklung zugeführt. Der Gleichstromkreis *h* dient zur Vormagnetisierung.

Tast- und Telephoniedrossel wirken im Prinzip wie ein ruhender Frequenzverdoppler. Doch kommen Spannungen der doppelten Grund-

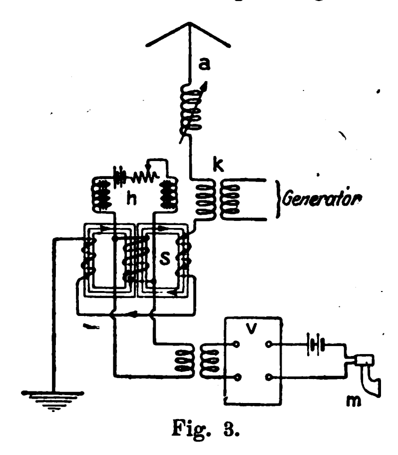


Fig. 3.

frequenz bei der Tastdrossel praktisch nicht zur Auswirkung, da bei Tasten das Eisen voll gesättigt, also unwirksam ist und in den Tastpausen die Magnetisierung merklich null ist. Bei der Telephoniedrossel sind infolge der wechselnden Magnetisierung die Bedingungen für das Auftreten von Spannungen der doppelten Grundfrequenz gegeben. Diese werden jedoch durch die im Steuerkreis vorhandenen Induktivitäten selbst, oder aber durch Luftdrosseln und Kondensatoren genügend unterdrückt.

Die im praktischen Betriebe sonst noch verwendeten (aber durchweg später als die Arbeiten des Verfassers entstandenen) Tast- und Telephoniedrosseln werden, da sie elektrisch wenig Neues bringen, nur kurz behandelt. Es sind dies die 1914 entstandene AEG-Drossel, und eine 1916 von Alexanderson angegebene Ausführungsform, welche beide den besprochenen Grundgedanken verwenden, daß in der Steuerwicklung der resultierende Kraftfluß der Grundfrequenz = 0 ist.

Wilhelm Fischer.

Bücherbesprechungen.

Dr. Eugen Nesper, Radio-Schnelltelegraphie. 120 Seiten mit 108 Abbildungen. Verlag von Julius Springer, Berlin 1922.

Wenn man Nespers genau 100 Textseiten umfassendes Buch: Radio-Schnelltelegraphie zur Hand nimmt, erwartet man eine Beschreibung der Schnellgeber und Schnellschreiber zu finden, soweit sie für den Radioverkehr in Frage kommen. Das Buch enthält aber weit mehr, als sein Titel ankündigt. In knapper Form ist die gesamte moderne Entwicklung der Radiotelegraphie darin dargestellt. Es beginnt mit der Besprechung der Methoden zur Herstellung ungedämpfter Schwingungen, bringt die modernen Präzisionstourenregelungen, dann die verschiedenen Arten der Tastung, namentlich die Tastdrosseln, dann die Schnellsender einschließlich der wichtigsten Einzelheiten, wie z. B. die Gleichlaufsteuerungen. In einem 2. Hauptabschnitt werden die modernen Hilfsmittel zum Empfang besprochen: Überlagerer, Hoch- und Niederfrequenzverstärker, ausführlich werden die zahlreichen Versuche zur Störbefreiung und schließlich die zu den verschiedenen Schnellsendern gehörigen Schnellschreiber bis zum Siemensschen Schnelltelegraphen hin vorgeführt. Zum Schluß wird noch die Gesamtorganisation des Überseeverkehrs, das Zusammenarbeiten von Sende-, Empfangs- und Verkehrsleitungsstelle dargestellt.

Diesen ausgedehnten Stoff auf 100 Seiten so zusammenzudrängen, daß alles, auch die wichtigeren Einzelheiten, verständlich werden, ist ein besonderes Kunststück der Darstellung, das dem Verfasser ausgezeichnet gelungen ist. Es wurde das dadurch möglich, daß Nesper einesteils die Kenntnis der grundlegenden Bücher über drahtlose Telegraphie wie z. B. Zenneck und Rein-Wirtz voraussetzte und sich andererseits vielfach der Kurzsprache des Ingenieurs bediente und sehr gute übersichtliche schematische Darstellungen der Apparate und Schaltungen an Stelle eines sonst nötigen umfangreichen Textes setzte. Auf diese Weise erfüllt das Buch sowohl das Bedürfnis des Lesers, der einen Überblick gewinnen will — er wird bei flüchtiger Betrachtung der Figuren nur den flüssig geschriebenen Text zu lesen haben — als auch des Ingenieurs, der sich für die Einzelheiten spezieller Apparate interessiert; dieser muß sich an Hand der oft recht knappen Bemerkungen eingehend in die Zeichnungen vertiefen, in denen er dann allerdings zahlreiche Konstruktions- und Schaltkunstgriffe finden wird. Vielleicht wären hie und da noch weitere erläuternde Bemerkungen erwünscht, z. B.: Warum besteht die Osnosdrossel aus 4 Teilen? Welche Rolle spielt der Kondensator *h* Fig. 28? Wie hat man sich in Fig. 76 den Entwickler und Fixierer vorzustellen? Wie wird durch die Übersetzungsscheibe des Siemens-Schnelltelegraphenempfängers der Druckmagnet gerade im richtigen Moment betätigt? Oder in Fig. 102 wäre es angenehm, wenn die Erdung in der Mitte der Trenn-Zeichenstrombatterie angedeutet wäre, obwohl allerdings vom Fachmann vorausgesetzt werden kann, daß er weiß, daß diese Erdung üblich ist, und daß er sie ergänzt, auch wenn sie nicht besonders gezeichnet wurde. Ich nehme an,

daß diese Bemerkungen nach reiflicher Überlegung weggelassen wurden, in der Absicht, das Wesentliche nicht durch Nebensächlichkeiten, die der Fachmann auch ohne Beschreibung den Figuren entnehmen kann, zu verwischen.

Die Lektüre des ausgezeichneten Büchleins erweckt den Wunsch, eine gleich gute Darstellung der modernen Radiotelephonie einschließlich der Anrufvorrichtungen zu besitzen. Ich möchte den Wunsch aussprechen, recht bald ein zweites Bändchen über diesen Gegenstand aus der Feder des Verfassers zu erhalten. H. G. Möller.

